



ESCUELA TECNICA SUPERIOR
DE
INGENIEROS DE TELECOMUNICACION

INTRODUCCION A LOS CONCEPTOS BASICOS
DE
MATERIALES MAGNETICOS

por J.A.MARTIN PEREDA

CATEDRA DE MATERIALES, COMPONENTES Y TECNOLOGIA DE FABRICACION

CURSO 1973-74

1.1. INTRODUCCION.

Repasaremos aquí, muy brevemente, algunos conceptos de Magnetismo que ya se deben conocer de Física General pero que aquí serán empleados de forma más amplia a como se hizo en Física.

En un campo magnético uniforme \vec{B} el momento $\vec{\mu}$ sobre un dipolo magnético de momento dipolar \vec{P}_m es

$$\vec{\mu} = \vec{P}_m \times \vec{B} \quad (1.1)$$

esto es, el producto vectorial de \vec{P}_m y \vec{B} . Los imanes en forma de barra y todo tipo de corrientes circulares poseen momentos dipolares. Así, un pequeño anillo de corriente I que encierre un área A tendrá un momento dipolar

$$\vec{P}_m = I \vec{A} \quad (1.2)$$

donde el vector \vec{A} tiene una magnitud igual al área encerrada y una dirección normal a esta área. Si el anillo tiene N espiras, la parte izquierda de la ecuación anterior habrá de multiplicarse por este N .

Un iman con forma de barra, posee también un momento dipolar. El campo que le rodea es muy similar al del anillo como puede verse en la Fig. 1.1. Por analogía con el dipolo eléctrico es útil a veces imaginar la existencia de polos magnéticos. En función de estos es frecuente a veces encontrar que el momento magnético de una barra con dos polos de magnitudes m y $-m$ separados por una distancia l , es ml . Esto no quiere decir que dichos polos tengan existencia real ya que, al menos, por ahora, las investigaciones para encontrar un monopolo magnético aislado de su opuesto han fracasado: siempre han de coexistir un $+m$ y un $-m$.

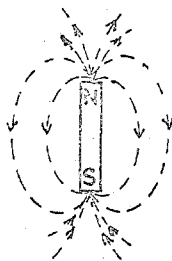
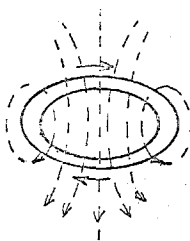


Fig. 1.1

Para obtener la energía potencial del dipolo en el campo magnético es necesario la Ec. 1.1

$$U = -\vec{P}_m \cdot \vec{B} + \text{cte} \quad (1.3)$$

De esta ecuación puede obtenerse la fuerza sobre el dipolo. Para una dimensión, la fuerza es

$$F_x = \vec{P}_m \cdot \frac{d\vec{B}}{dx} \quad (1.4)$$

Así, en campos homogéneos, no existe fuerza neta sobre el dipolo, pero puede existir un momento.

1.2. MAGNETIZACION.

En el espacio libre, la inducción \vec{B} se relaciona con la intensidad del campo H mediante la expresión

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.5)$$

NOTA: Aunque se emplea usualmente la misma notación para el momento y la permeabilidad no suele conducir a ambigüedades.

donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ henrios/metro; μ_0 es la denominada permeabilidad del vacío. En un material sólido

$$B = \mu H \quad (1.6)$$

donde μ es, en general, diferente de μ_0 . Esta última ecuación puede expresarse también como

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu H \quad (1.7)$$

M es la denominada magnetización del sólido. Así, el sólido puede decirse que sea de alguna forma responsable de la aparición de una inducción magnética extra de valor $\mu_0 M$ en adición de la inducción del espacio libre $\mu_0 H$. Es posible mostrar que M es la densidad de momento dipolar magnético, esto es, el momento dipolar por unidad de volumen. Con ello podemos mirar a la magnetización como resultante de la aparición de dipolos magnéticos en el sólido cuando se introduce en un campo magnético.

La magnetización de un sólido puede describirse también con otros términos. El cociente μ/μ_0 es la permeabilidad relativa μ_r .

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (1.8)$$

Ya que la magnetización es proporcional al campo aplicado, el factor de proporcionalidad, denominado susceptibilidad, viene dado por

$$\chi_m = \frac{M}{H} \quad (1.9)$$

y de aquí

$$\mu_r = 1 + \chi_m = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (1.10)$$

Como vemos, se necesita conocer solamente un parámetro, bien M , χ_m , μ_r o μ en función de H , para especificar los demás.

1.3. UNIDADES MAGNETICAS.

Las expresiones anteriores han sido dadas en el sistema MKS racionalizado, H y M se miden en amperios por metro y B en webers por metro cuadrado. La permeabilidad tiene las dimensiones de webers por amperio-metro, o henrios por metro. La susceptibilidad y la permeabilidad relativa no tienen dimensiones. Pero en publicaciones y trabajos de investigación es más usual emplear unidades cgs. Para pasar de unas a otras, las siguientes reglas son útiles

- H. Multiplicar amperios/metro por $4\pi \times 10^{-3}$ para obtener oersteds.
- B. Multiplicar webers/(metro)² por 10^4 para obtener gauss.
- M. Multiplicar amperios/metro por 10^{-3} para obtener oersteds.
- ó Multiplicar webers/(metro)² por 796 para obtener emu/cm³ (*)

En el sistema gaussiano, la permeabilidad del vacío es $\mu_0 = 1$ y las ecuaciones anteriores pasan a ser

$$B = \mu H = H + 4\pi M$$

$$\mu = 1 + 4\pi \chi_m$$

(*) (si la definición fué $B = \mu_0 H + M$)

2. DIAMAGNETISMO Y PARAMAGNETISMO.

=====

2.1. INTRODUCCION.

Mediante los métodos apropiados pueden medirse las propiedades magnéticas de cualquier sustancia y clasificarla, de acuerdo con las medidas obtenidas en diamagnética, paramagnética, antiferromagnética y ferrimagnética. Veremos aquí, para establecer tal división, los valores que puedan tener las susceptibilidades y las magnetizaciones de saturación; veremos también la variación de dichos valores con la temperatura ya que dichas variaciones serán las que darán la clave del tipo de sustancia magnética con la que se trate.

Las propiedades magnéticas en que nos detendremos aquí son las debidas enteramente a los electrones de los átomos, que tienen un momento magnético en virtud de su movimiento. El núcleo tiene también un pequeño momento magnético, pero es insignificante en comparación con el de los electrones y no afectará a las propiedades magnéticas globales.

2.2. MOMENTOS MAGNETICOS DE LOS ELECTRONES.

Hay, como ya se sabe, dos clases de movimientos en los electrones, el orbital y el de espín y cada uno tiene un momento magnético asociado con él.

El momento orbital de un electrón alrededor del núcleo puede mirarse como el que proviene de una corriente en un arrollamiento circular que no posea resistencia. El momento magnético de un electrón, debido a este movimiento, puede calcularse mediante

$$\mu = (\text{area del bucle}) (\text{corriente})$$

Para evaluar μ deberemos conocer la forma y tamaño de la órbita y la velocidad del electrón. En la teoría original de Bohr (1.913) el electrón lo supone animado de una velocidad v en una órbita circular de radio r . Si es e la carga del electrón en esu y c la velocidad de la luz, entonces e/c es la carga en emu.

La corriente, o carga que pasa por un determinado punto por unidad de tiempo, es

$$\left(\frac{e}{c}\right) \left(\frac{v}{2\pi r}\right) \text{ con lo que}$$

$$\mu (\text{órbita}) = \pi r^2 \frac{ev}{2\pi rc} = \frac{evr}{2c} \quad (2.1)$$

Un postulado adicional de la Teoría fué que la cantidad de movimiento angular del electrón debería ser un múltiplo entero de $\hbar (=h/2\pi)$ donde h es la constante de Plank. Con ello

$$m v r = n h/2\pi \quad (2.2)$$

de donde combinándolas se obtiene

$$\mu (\text{órbita}) = \frac{e h}{4\pi m c} \quad (2.3)$$

para el momento magnético del electrón en la primera órbita de Bohr ($n=1$).

El espín del electrón fué postulado en 1.925 para explicar ciertas características de los aspectos ópticos, particularmente en el caso de gases introducidos en un campo magnético (efecto Zeeman). El espín es una propiedad general de los electrones en todos los estados de la materia y para todas las temperaturas. El electrón se comporta como si estuviera rotando en torno a su propio eje, al mismo tiempo que gira en torno al núcleo, y asociado con esta rotación hay un cierto valor de momento magnético y de cantidad de movimiento angular. Experimental y teóricamente puede obtenerse que el momento magnético debido al espín tiene un valor de

$$\mu(\text{espín}) = \frac{eh}{4\pi mc} = 0,927 \times 10^{-20} \text{ erg/oe} \quad (2.4)$$

Se ve que este valor es exactamente el mismo que el debido al movimiento en la primera órbita de Bohr. Debido a ello, esta cantidad fundamental, tiene un símbolo especial μ_B y un nombre propio, el magnetón de Bohr. Así

$$\mu_B = \text{magnetón de Bohr} = \frac{eh}{4\pi mc} = 0,927 \times 10^{-20} \text{ erg/oe} \quad (2.5)$$

que tomaremos desde ahora como unidad natural de momento magnético, de la misma forma que la carga e del electrón es la unidad natural de carga eléctrica.

2.3. MOMENTOS MAGNETICOS DE LOS ATOMOS.

Los átomos contienen un cierto número de electrones cada uno rotando en torno a su eje y girando en su propia órbita. El momento magnético asociado con cada tipo de movimiento es una cantidad vectorial, paralela al eje del espín y normal al plano de la órbita, respectivamente. El momento magnético del átomo será la suma vectorial de todos los momentos electrónicos y aparecen así dos posibilidades:

- 1.- Que los momentos magnéticos de todos los electrones están orientados de forma que se cancelen entre sí y el átomo, como un todo, no posee así momento magnético. Esta condición conduce al diamagnetismo.
- 2.- La cancelación de los momentos electrónicos es solamente parcial y el átomo queda con un momento magnético neto. Substancias compuestas de átomos de este tipo son para, ferro, antiferro y ferrimagnéticas.

2.4. TEORIA DEL DIAMAGNETISMO.

Un diamagnético es una sustancia que presenta lo que podíamos denominar un magnetismo ^{negativo}. Aunque está compuesta de átomos sin momento magnético neto, reacciona de una forma muy particular a un campo aplicado.

Consideremos una órbita electrónica particular normal a un campo magnético externo. El movimiento del electrón, según vimos, es equivalente a la corriente en un bucle y tan pronto como el campo crece desde cero, el cambio de flujo a través del bucle, induce una fem \mathcal{E} en el bucle de valor (ley de Faraday)

$$\mathcal{E} = -10^{-8} \frac{d\phi}{dt} = -10^{-8} \frac{d(HA)}{dt} \text{ vols} \quad (2.6)$$

donde A es el área del bucle. Como indica el signo menos, esta fem actúa de forma que se oponga al cambio de flujo (ley de Lenz). Esto puede conseguirse decreciendo la corriente en el bucle, o en - otras palabras, la velocidad del electrón. El resultado es una dis-minución del momento magnético del bucle.

La órbita del electrón no se supone solo que actúe - como un bucle de corriente sino que también que actúe como un hilo sin resistencia. Por ello, el cambio en la corriente producido por \mathcal{E} sea finita tan solo mientras el campo aplicado cambie de 0 a H . El efecto no es pues momentaneo. El momento magnético decrece en - tanto que el H actúe.

Calculemos el cambio en momento para una simple órbi-
ta. Si es E la intensidad del campo eléctrico actuando alrededor - de una órbita circular de longitud l , entonces

$$E = \frac{\mathcal{E}}{l} = -10^{-8} \frac{A}{l} \frac{dH}{dt} = -10^{-8} \frac{\pi r^2}{2\pi r} \frac{dH}{dt} = -10^{-8} \frac{r}{2} \frac{dH}{dt} \text{ volts/m} \quad (2.7)$$

la fuerza ejercida sobre el electrón por este campo es

$$F = 10^8 E (e/c) = m a \text{ dinas} \quad (2.8)$$

$$a = \frac{dv}{dt} = 10^8 \frac{Ee}{mc} = - \frac{er}{2mc} \frac{dH}{dt} \text{ cm/s}^2 \quad (2.9)$$

integrando de 0 a H y suponiendo que el radio de la órbita no cambia, tenemos

$$\int_{v_1}^{v_2} dv = - \frac{er}{2mc} \int_0^H dH \quad (2.10)$$

$$v_2 - v_1 = \Delta v = - \frac{erH}{2mc} \text{ cm/seg.} \quad (2.11)$$

que llevado a $\mu(\text{órbita}) = \frac{evr}{2c}$ da

$$\Delta\mu = - \frac{er\Delta v}{2c} = - \frac{e^2 r^2 H}{4 mc^2} \text{ erg/oe} \quad (2.12)$$

Resultando que únicamente podrá aplicarse cuando el plazo de la órbi-
ta sea perpendicular al campo aplicado. Teniendo en cuenta todas las
posibles direcciones el resultado variaría algo en cuanto a constantes
pero las magnitudes fundamentales no variarían.

2.5. SUBSTANCIAS DIAMAGNETICAS.

Como se ha visto, uno de los requerimientos que han de poseer las sustancias diamagnéticas es que sus átomos posean sus mo-
mentos orbitales y de espín orientados de forma que el total del áto-
mo sea nulo. Por ello, los gases raros monoatómicos, tales como He,
Ne, A, etc. que tienen estructuras electrónicas con niveles llenos,
serán todos diamagnéticos.

Identicos argumentos pueden aplicarse a sólidos ióni-
cos como el Cl Na, y a enlaces covalentes que dan lugar a órbitas -
completas, como C (diamante), Si y Ge.

A pesar de todo ello los razonamientos no pueden generalizarse a todos los gases o todos los sólidos iónicos o covalentes. Cuán do lo son o cuándo no lo son puede verse en libros especializados sobre todo en magnetoquímica. No nos detendremos más aquí en el tema ya que, por el momento, los diamagnéticos no presentan mucho interés en nuestro campo.

2.6. TEORIA CLASICA DEL PARAMAGNETISMO.

Las primeras medidas sistemáticas de la susceptibilidad para un número muy elevado de sustancias fueron hechas por Curie hacia 1.895. Encontró que la susceptibilidad era independiente de la temperatura en los diamagnéticos, pero que variaba inversamente con la temperatura absoluta para los paramagnéticos, de acuerdo con

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (2.13)$$

Esta relación es la ley de Curie siendo C la constante de Curie por gramo. Un poco más tarde se vió que era un caso particular de una ley más general.

$$\chi = \frac{C}{T - \theta} \quad (2.14)$$

denominada ley de Curie-Weiss. θ Es una constante que depende del cuerpo. La explicación teórica fue dada por Langevin en 1.905. Cualitativamente es simple. Supuso que un paramagnético consiste en átomos o moléculas - cada una de las cuales posee el mismo momento magnético neto μ . En ausencia de campo magnético externo, estos momentos atómicos apuntan desordenadamente en todas las direcciones posibles cancelándose de forma que la magnetización de la muestra es cero. Cuando se aplica un campo, hay una tendencia para que cada momento atómico gire en la dirección del campo; si no existiera fuerza en contra, aparecería un completo alineamiento de los momentos con lo que el material, como un todo, adquiriría un momento de alto valor en la dirección del campo. Pero debido a la agitación térmica de los átomos esta tendencia se atenúa manteniéndose los átomos con sus momentos apuntando direcciones parcialmente aleatorias.

El resultado es que se produce un alineamiento parcial en la dirección del campo y por ello una susceptibilidad positiva pero de pequeño valor. El efecto de un aumento de temperatura es incrementar el efecto de aleatoriedad y por ello decrecer la susceptibilidad.

Consideremos ahora algunos aspectos cuantitativos de la teoría, no porque sean de importancia práctica las propiedades magnéticas del paramagnetismo, sino porque la teoría del paramagnetismo se pasa de forma natural a las teorías del ferro y ferrimagnetismo.

Tomemos una unidad de volumen de material con n átomos - cada uno con un momento μ . Representemos la dirección de cada momento por un vector y de forma ideal, dibujemos todos estos vectores con un mismo origen y que este origen sea el centro de una esfera de radio unidad.

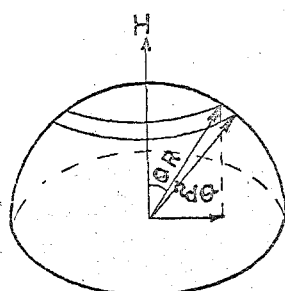


Fig. 2.1

Descamos ahora encontrar el número dn de momentos inclinados un ángulo entre θ y $\theta + d\theta$ con respecto al campo H. En ausencia de un campo, el número de vectores μ que pasan a través de la unidad de área de la superficie de la esfera es el mismo en cada punto de la misma, y dn es proporcional simplemente al área dA, que en la figura 2.1., viene dada por

$$2\pi n \sin\theta d\theta$$

para una esfera de radio unidad. Pero cuando se aplica un campo, los vectores μ giran en la dirección del campo. Cada momento atómico tiene entonces una cierta energía potencial E_p en el campo dada por

$$E_p = -\mu H \cos \theta \quad (2.15)$$

En un estado de equilibrio térmico a la temperatura T , la probabilidad de que un átomo tenga una energía E_p es proporcional al factor de Boltzmann $e^{-E_p/KT}$ donde K es la constante de Boltzmann. El número de momentos entre θ y $\theta + d\theta$ será ahora proporcional a dA multiplicado por el factor de Boltzmann, o

$$dn = K dA e^{-E_p/KT} = 2\pi K e^{(\mu H \cos \theta)/KT} \sin \theta d\theta \quad (2.16)$$

donde K es un factor de proporcionalidad determinada por el hecho de que

$$\int_0^\pi dn = n \quad (2.17)$$

por brevedad pongamos $a = \mu H/KT$. Tenemos entonces

$$2\pi K \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta = n \quad (2.18)$$

El momento magnético total en la dirección del campo adquirido por la unidad de volumen bajo estudio, esto es, la magnetización M , viene dado multiplicando el número dn por la contribución $\mu \cos \theta$ de cada átomo e integrado para el número total:

$$M = \int_0^\pi \mu \cos \theta dn \quad (2.19)$$

de donde, con las anteriores, se obtiene

$$\begin{aligned} M &= 2\pi K \mu \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta \cos \theta d\theta = \\ &= \frac{n \mu \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta \cos \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Para evaluar estos integrales pongamos $x = \cos \theta$ con lo que

$$M = \frac{n \mu \int_{-1}^1 x e^{ax} dx}{\int_{-1}^1 e^{ax} dx} = n \mu \left[\frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} \right] - \frac{n \mu}{a} = n \mu \left[\coth a - \frac{1}{a} \right] \quad (2.21)$$

$n\mu$ era el momento máximo posible que puede tener el material. Corresponde a una perfecta alineación de todos los momentos atómicos paralelamente al campo, que es un estado de saturación completa. Llamando M_0 a esta cantidad, queda

$$\frac{M}{M_0} = \coth a - \frac{1}{a} \quad (2.22)$$

La función de la derecha se denomina función de Langevin, abreviadamente $L(a)$. Expresada como una serie es

$$L(a) = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \frac{2a^5}{945} - \dots \quad (2.23)$$

Su representación es la de la Fig. 2.2. Para grandes valores de a , tiende a 1 y para pequeños, tiene una pendiente de $\frac{1}{3}$. Cuando a es pequeño, menos de

0,5, $L(a)$ es prácticamente una línea recta.

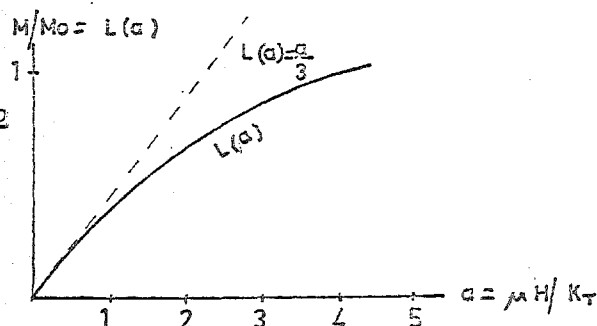


Fig. 2.2

La teoría de Langevin - conduce así a dos conclusiones:

1. Ocurrirá saturación si $a (= \mu H/KT)$ es suficientemente grande. Esto es lógico físicamente ya que altos H o pequeñas temperaturas, o - ambos, originarán que se sobrepasen los efectos de desorden de la agitación técnica.
2. Para pequeños a , la magnetización M varía linealmente con H . Esto es lo que se observa en condiciones normales.

La teoría de Langevin conduce también a la ley de Curie. Para pequeños valores de a , $L(a) = a/3$ y así

$$M = \frac{n \mu a}{3} = \frac{n \mu^2 H}{3KT} \rightarrow \chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T} \quad (2.24)$$

donde $C = \frac{n \mu^2}{3K}$ es la constante de Curie.

La teoría de Langevin del paramagnetismo, que conduce a la Ley de Curie, se basa en la suposición de que los portadores individuales de momentos magnéticos no interaccionan unos con otros y solo están afectadas por el campo externo y la agitación térmica. Muchos paramétricos no siguen en cambio esta ley sino que obedecen una ley más general, la de Curie-Weiss

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}$$

El valor de θ es muy pequeño, del orden de $10^\circ K$ o menos aun. Para explicarlo, Weiss postuló en 1.907 - que el comportamiento podría entenderse si se suponía que los momentos elementales interaccionaban unos con otros. Sugirió que esta interacción podría expresarse en términos de un campo interno ficticio que denominó "campo molecular"

H_m y que actuaría en adición al aplicado H . Este campo se pensó podría ser causado por la magnetización del material de los alrededores. Weiss tomó la intensidad del campo molecular como directamente proporcional a la magnetización

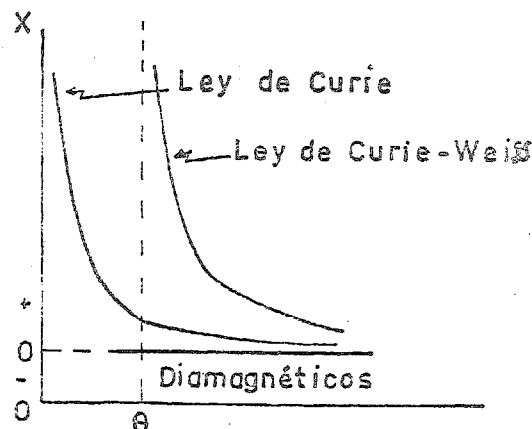


Fig. 2.3

$$H_m = \gamma M$$

donde γ es la constante del campo molecular. Así, el campo total actuante sobre el material es

$$H_t = H + H_m$$

Si en la ley de Curie reemplazamos H por H_t queda

$$\frac{M}{H + \gamma M} = \frac{C}{T} \rightarrow M = \frac{C H}{T - C \gamma}$$

con lo que

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - C \gamma} = \frac{C}{T - \theta}$$

Por ello, θ es una medida de la intensidad de la interacción ya que es proporcional a γ .

3. FERROMAGNETISMO

=====

3.1. INTRODUCCION.

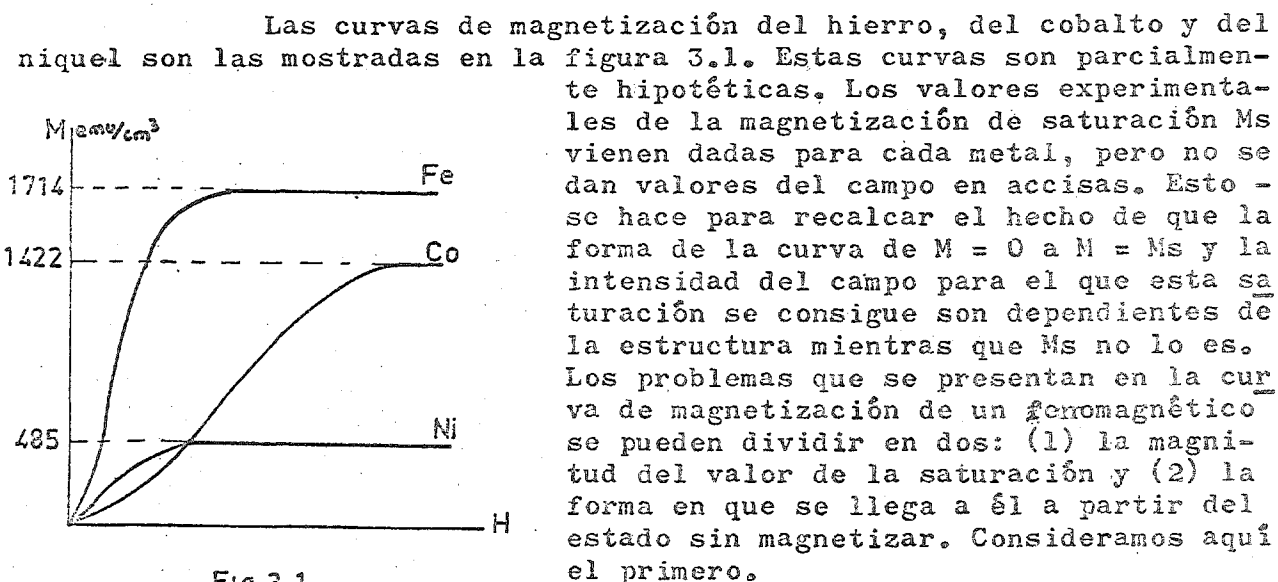


Fig.3.1

Un cristal simple de hierro puro, orientado adecuadamente, puede llevarse casi a la saturación con un campo de alrededor de 50 Oe. Cada centímetro cúbico tiene entonces un momento magnético de alrededor de 1.700 emu. Para el mismo valor del campo, un paramagnético típico tendría una magnetización de unos 10^{-3} emu/cm³. El ferromagnetismo es así un efecto que es, al menos, un millón de veces más intenso que cualquier otro considerado antes.

No se hizo ningún progreso en el conocimiento del porqué del ferromagnetismo hasta que Weiss hizo la hipótesis del campo molecular. Hemos visto que esta hipótesis condujo a la ley de Curie-Weiss, $\chi = C/(T - \theta)$ que algunos paramagnéticos obedecen. Vimos que θ se relacionaba con el campo molecular H_m ya que $\theta = \gamma C$ y $H_m = \gamma M$. Si θ es positivo H_m y M tienen la misma dirección con lo que el campo molecular ayuda al campo externo en magnetizar la substancia.

Por encima de una cierta temperatura crítica, o temperatura de Curie T_c , los ferromagnéticos pasan a ser paramagnéticos y sus susceptibilidades siguen la Ley de Curie-Weiss con un valor de Θ muy próximo a T_c . El valor de Θ es así muy elevado y positivo (superior a 1.000°K) con lo que también lo será el coeficiente del campo molecular. Este hecho llevó a Weiss a suponer que el campo molecular en los ferromagnéticos ^{actuaba} por debajo de su temperatura de Curie al igual que lo hacía por encima, y que este campo era tan intenso que podría magnetizar la sustancia magnética aún en ausencia de campo externo. La sustancia es entonces auto-saturante o "espontáneamente magnetizada". Pero antes de que veamos por qué ocurre esto, hay que hacer notar que la teoría hasta aquí parece incompleta. Por que, por ejemplo, el hierro, que debería ser auto-saturante, es mucho más fácil encontrarle en estado sin magnetizar que magnetizado.

Weiss respondió a esta cuestión haciendo una segunda suposición: un ferromagnético en estado sin magnetizar está dividido en un cierto número de pequeñas regiones denominadas dominios, cada uno de los cuales está magnetizado espontáneamente en su valor de saturación M_s , pero con sus direcciones de magnetización apuntando de tal forma que el cuerpo, como un todo, no tiene magnetización neta. El proceso de magnetización es entonces el de convertir al cuerpo de un estado de muchos dominios en uno que sea de un único dominio magnetizado en la misma dirección del campo aplicado. El proceso queda ilustrado en la

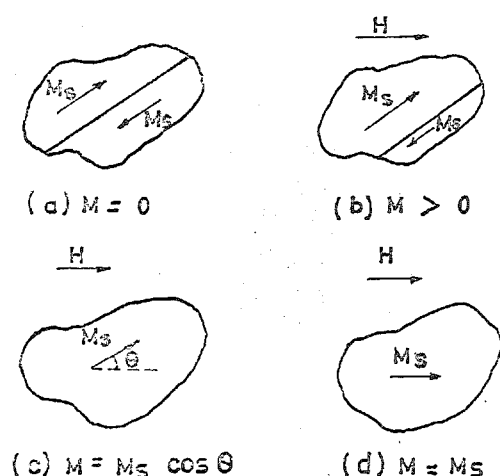


Fig. 3.2

Fig. 3.2. La línea cerrada en (a) rodea una porción de un cristal en que aparecen dos dominios; la separación entre los dos es la denominada pared del dominio o pared de Bloch. Los dos dominios se encuentran magnetizados espontáneamente en direcciones opuestas de forma que la magnetización total es cero. En (b) se aplica un campo H dando lugar a que el dominio superior crezca a expensas del inferior por un movimiento hacia abajo de la pared del dominio, hasta (c) en que la pared se ha movido hasta eliminar por completo al inferior. Finalmente, para valores del campo más elevados, el material pasa a estar completamente saturado por rotación de la magnetización del dominio hasta quedar alineada con el campo

aplicado (d). Durante el proceso no ha habido cambio en la magnitud de la magnetización de cualquier región.

La teoría de Weiss contiene así dos postulados esenciales: (1) magnetización espontánea y (2) división en dominios. Investigaciones posteriores han mostrado que estos postulados son reales, pudiendo verse de forma experimental los dominios que la teoría predice y su movimiento con un campo aplicado.

3.2. TEORIA DEL CAMPO MOLECULAR.

Consideremos una sustancia en que cada átomo tiene un momento magnético neto. Supongámos que la magnetización de esta sustancia crece con el campo, a temperatura constante, de acuerdo con la curva 1 de la Fig. 3.3 como si la sustancia fuera paramagnética. Supongámostambién que el único campo que actúa sobre el material sea el campo molecular H_m proporcional a la magnetización

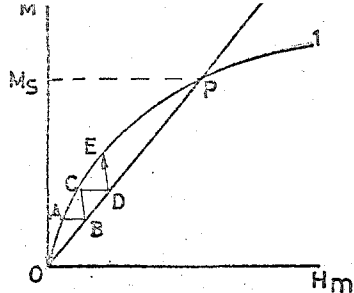


Fig. 3.3

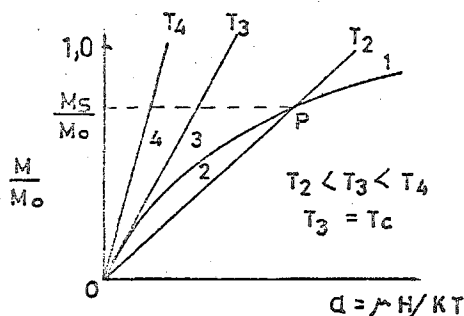


Fig. 3.4

La línea 2 en la Fig. 3.3 es una representación de esta ecuación, y tiene una pendiente de $1/\gamma$. La magnetización que producirá el campo molecular en el material viene dado por la intersección de las dos curvas. De hecho hay dos intersecciones, una en el origen y otra en el punto P. Sin embargo, el del origen representa un estado inestable ya que si M es cero, el campo más pequeño aplicado, el terrestre por ejemplo, actuará de forma que el material pase a un punto de magnetización tal como el A. Pero si $M = A$, la línea 2 entonces dice que H_B es B. Pero un campo de esta intensidad producirá una magnetización de valor C. Así M iría a través de la serie de valores 0, A, C, E, .. y llegaría a P. Sabemos entonces que P es un punto de estabilidad, ya que el mismo argumento podría aplicarse para una magnetización superior a la de P y daría que espontáneamente iría también a P, en ausencia de un campo aplicado. La sustancia ha quedado así espontáneamente magnetizada al nivel P. que es el

valor de M_s para la temperatura en cuestión. Es, entonces, ferromagnético.

Veamos ahora como este comportamiento queda afectado con la temperatura, esto es, cómo varía M_s con la temperatura y a partir de cual pasará a ser paramagnético. La respuesta puede encontrarse dibujando la Fig. 3.3 con variable a en lugar de H_m , donde $a = \mu H/KT$ y esto es lo que aparece en la Fig. 3.4. De acuerdo con Weiss supongamos que la magnetización relativa viene dada por la función de Langevin

$$\frac{M}{M_0} = L(a) = \coth(a) - \frac{1}{a} \quad (3.2)$$

cuando el campo aplicado es cero, tenemos

$$a = \frac{\mu H_m}{KT} = \frac{\mu \gamma M}{KT} = \frac{\mu \gamma M M_0}{KT M_0} \quad (3.3)$$

$$\frac{M}{M_0} = \left[\frac{KT}{\mu \gamma M_0} \right] a \quad (3.4)$$

$\frac{M}{M_0}$ es por ello una función lineal de a con una pendiente proporcional a la temperatura absoluta. En la figura 3.4., la curva 1 es la curva de Langevin y la línea 2 es una representación de la última ecuación para una temperatura T_2 . Su intersección en P da la magnetización fraccional espontánea M_s/M_0 conseguida para dicha temperatura. Un incremento en la temperatura T_2 tiene el efecto de rotar la línea 2 levógirmente. Esta rotación hace que P y la correspondiente magnetización desciendan a puntos cada vez abajo de la curva de Langevin. La magnetización espontánea desaparece cuando la línea sea tangente a esta curva en el origen, para una temperatura T_3 (línea 3). T_3 es por ello igual a la temperatura de Curie T_c . Cualquier temperatura superior como la T_4 hará que la sustancia sea paramagnética ya que no se encontrará espontáneamente magnetizada.

La temperatura de Curie puede evaluarse del hecho de que la pendiente de la línea 3 es la misma de la curva de Langevin en el origen, esto es, $1/3$. Con ello

$$\frac{KT_c}{\mu \gamma M_0} = \frac{1}{3} \quad T_c = \frac{\mu \gamma M_0}{3K} \quad (3.5)$$

Por ello, la pendiente de la recta que representa el campo molecular es, para cualquier temperatura,

$$\frac{KT}{\mu \gamma M_0} = \frac{T}{3T_c} \quad (3.6)$$

Pero la pendiente de esta linea determinará el punto de intersección P con la curva de Langevin y de aquí el valor M_s/M_o . Por ello M_s/M_o está determinado únicamente por la razón T/T_c . Esto significa que todos los materiales ferromagnéticos, que poseen de forma natural diferentes valores de M_o y T_c , tienen el mismo valor de M_s/M_o para cualquier valor particular de T/T_c . Esta es la denominada ley de correspondencia de estados.

4. ANTIFERROMAGNETISMO.

=====

4.1. INTRODUCCION.

Las substancias antiferromagnéticas tienen susceptibilidades positivas de pequeño valor para todas las temperaturas pero con una variación con estas muy peculiares. A primera vista pueden parecer paramagnéticas anómalas pero de cerca se llega a ver que su "estructura" magnética es tan completamente diferente que merecen clasificación especial. La teoría del antiferromagnetismo fue desarrollada sobre todo por Néel a partir de 1.932 recibiendo por ello el premio Nobel en 1.970.

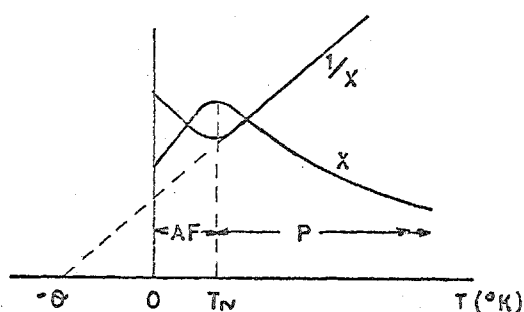


Fig. 4.1

La forma con que la susceptibilidad de un antiferromagnético varía con la temperatura es la mostrada en la Fig. 4.1. Según decrece la temperatura, χ va incrementando su valor, pasando por un máximo a una temperatura crítica T_N , llamada temperatura de Néel y finalmente descender. La substancia es paramagnética por encima de T_N y antiferromagnética por debajo. T_N está por lo general bastante por debajo de la temperatura ambiente (por ejm. para el FeO es $T_N = 198^\circ K$) por lo que todos los

experimentos habría que llevarlos a temperaturas realmente bajas. Su interés científico es elevado pero por el momento sus propiedades tiene escaso valor comercial. Los veremos aquí por ser un buen punto de partida para el estudio de los ferrimagnéticos, que ya si son de gran importancia industrial.

Igual que en el caso ferromagnético, la clave del comportamiento de un antiferromagnético está en la forma en que la susceptibilidad varía con la temperatura por encima de la crítica. La Fig. 4.1 muestra un dibujo de $1/\chi$ en función de T que es una recta por encima de T_N y que puede extrapolarse a temperaturas negativas para $1/\chi = 0$. La ecuación de esta linea es

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T + \Theta}{C} \quad (4.1)$$

o

$$\chi = \frac{C}{T + \Theta} = \frac{C}{T - (-\Theta)}$$

Dicho de otra forma, el material obedece una ley de Curie-Wein pero con un valor negativo de Θ . Y ya que Θ era proporcional al coeficiente del campo molecular γ , el campo molecular H_m , en la región paramagnética,

se opone al campo aplicado H; mientras que H tiende a alinear los momentos H_m tiende a desalinearlos. Si localizamos un poco más el campo molecular, el resultado es que cualquier tendencia de un momento iónico de terminado a apuntar en una cierta dirección es contrarrestado inmediatamente por una tendencia en el momento del ión contiguo a apuntar en dirección opuesta.

Por debajo de la temperatura crítica T_N , esta tendencia a una alineación antiparalela de los momentos es lo suficientemente fuerte como para aparecer aún en ausencia de campo externo, ya que el efecto de aleatoriedad de las direcciones por la temperatura es muy pequeño. La malla cristalina de los iones magnéticos es separada así en dos submallas, designadas por A y B en la Fig. 4.2. que poseen momentos más o menos opuestos. Esta tendencia hacia el antiparalelismo pasa a ser cada vez mas fuerte, cuanto menor sea la temperatura por debajo de T_N , hasta llegar a 0°K en que la distribución antiparalela es perfecta, como se ha dibujado en la Fig. 4.2.

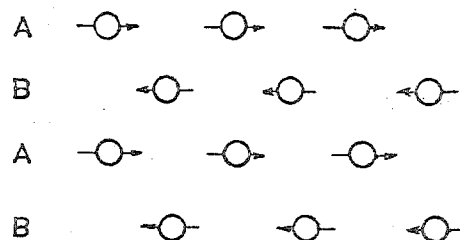


Fig. 4.2

4.2. TEORIA DEL CAMPO MOLECULAR.

Aplicaremos la teoría del campo molecular al caso más sencillo posible, esto es, aquel para el que la malla de iones magnéticos puede dividirse en dos submallas idénticas, A y B, tales que cualquier ión A tiene solamente iones B a su alrededor como iones más próximos y viceversa, como en la Fig. 4.2. Supondremos que solo hay interacción entre vecinos más próximos (AB) y prescindiremos de las entre vecinos más distantes (AA y BB).

Tenemos así dos campos moleculares con los que jugar. El campo molecular H_{mA} actuando sobre los iones A es proporcional, y de direcciones opuestas, a la magnetización de la submalla B:

$$H_{mA} = -\gamma M_B \quad (4.3)$$

donde γ es el coeficiente de campo molecular, tomado como positivo. Análogamente

$$H_{mB} = -\gamma M_A \quad (4.4)$$

Estas dos ecuaciones son válidas por arriba y por abajo de T_N . Veamos los dos casos.

4.2.1. POR ENCIMA DE T_N .

En la región paramagnética podemos encontrar una ecuación para la susceptibilidad de la misma forma que se hizo en el caso del Paramagnetismo. Suponiendo un comportamiento en forma de ley de Curie-Weiss tenemos

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T} \quad (4.5)$$

donde H debe interpretarse como el campo total, aplicado y molecular, actuando sobre el material. Escribiendo esta ecuación para las dos submallas

$$M_A = C' (H - \gamma M_B) \quad (4.6)$$

$$M_B = C' (H - \gamma M_A) \quad (4.7)$$

donde C' es la constante de Curie de cada submalla y H el campo aplicado. Sumándolas tendremos la magnetización total M producida por el campo y de aquí la susceptibilidad:

$$(M_A + M_B)T = 2 C' H - C' \gamma (M_A + M_B) \quad (4.8)$$

$$MT = 2 C' H - C' \gamma M \quad (4.9)$$

$$M (T + C' \gamma) = 2 C' H$$

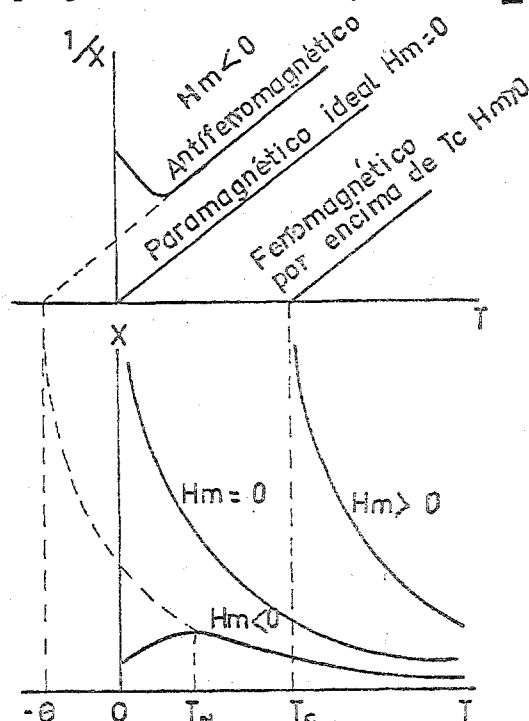
$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{2 C'}{T + C' \gamma} \quad (4.10)$$

relación equivalente a la obtenida de forma experimental, con

$$C = 2 C' \quad \text{y} \quad \theta = C' \gamma$$

Puede verse así, que cuando se aplica un campo por encima de T_N , cada submalla pasa a estar magnetizada en la misma dirección del campo, pero cada submalla crea entonces un campo molecular en dirección opuesta al campo aplicado, tendiendo a reducir ambas, M_A y M_B . El resultado es que la susceptibilidad es pequeña y $1/\chi$ mayor que la de paramagnético ideal en el que H_m era cero. Las dos se comparan en la Fig. 4.3. que muestra también como varía χ con la temperatura en una sustancia en la que el campo molecular sea positivo y de alto valor, como en un ferromagnético, por encima de su punto de Curie.

Fig. 4.3



4.2.2 POR DEBAJO DE T_N .

En la región antiferromagnético, cada submalla está magnetizada espontáneamente, sin campo externo aplicado, merced al campo molecular creado por la otra submalla. Cuando H es cero

$$M = M_A + M_B = 0$$

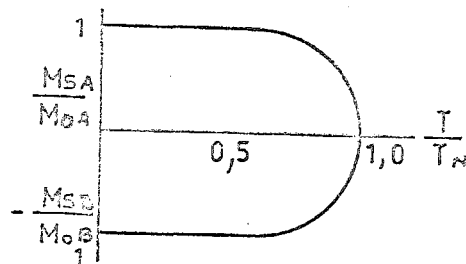
$$\text{y} \quad M_A = - M_B \quad (4.11)$$

para cualquier temperatura por debajo de T_N . A una temperatura infinitamente próxima, por debajo, a T_N podemos suponer que M es todavía proporcional al campo total, ya que los efectos de saturación carecen de importancia en las proximidades de T_N , de forma que las ecuaciones (4.6) y (4.7) son todavía válidas. Para $T = T_N$ y $H = 0$, la ecuación (4.6) pasa a ser

$$M_A T_N = - C' \chi M_B \quad (4.12)$$

por lo que

$$C' \chi = \Theta = - \frac{M_A}{M_B} T_N = T_N$$



la temperatura de Néel, para la que ocurre el máximo en la curva $-T$. deberá ser igual al valor Θ encontrada en las medidas de la susceptibilidad a altas temperaturas.

Por debajo de T_N , cada submalla está magnetizada espontáneamente a la saturación igual que en el ferromagnetismo, pudiendo compararse su magnetización de la misma forma a como se hizo allí. No nos detendremos en su cálculo ya que se saldría de los límites de nuestro objetivo.

5. FERRIMAGNETISMO.

=====

5.1. Las sustancias ferrimagnéticas exhiben una magnetización espontánea a temperaturas ambiente, igual que los ferromagnéticos, lo cual hace de ellas importantes industrialmente. También igual que los ferromagnéticos, están compuestos de dominios autosaturados y exhiben los fenómenos de saturación e histeresis. Su magnetización espontánea desaparece por encima de una cierta temperatura crítica T_c , llamada también temperatura de Curie, a partir de la cual pasan a ser paramagnéticos. Todo ello hizo que los ferrimagnéticos no fueran reconocidos como un diferente tipo de magnetismo hasta 1.948, encontrándolos en literatura anterior a esa fecha dentro de los ferromagnéticos.

Las sustancias ferrimagnéticas más importantes son un cierto tipo de óxidos dobles de hierro y otro metal, denominadas ferritas. Fueron desarrolladas de forma comercial durante los años 1.935-45, por Snock y colaboradores en los laboratorios de la Philips de Holanda. Néel, en 1.948, publicó un artículo ya clásico en el que dió las bases para el entretenimiento de los ferritas, creando la palabra ferrimagnetismo.

Los ferritas magnéticas caen principalmente en dos grandes grupos, con diferentes estructuras cristalinas:

1 Cubicas. Con fórmula general $MO.Fe_2O_3$ donde M es un ión metálico divalente, como Mn, Ni, Fe, Co, Mg, etc.

2 Exagonales. La más importante de este grupo es la ferrita de bario $BaO.6Fe_2O_3$.

Examinemos ahora brevemente que hace que los ferrimagnéticos sean diferentes de los ferromagnéticos. La Fig. 5.1. (a) muestra la magnetización relativa M_s/M_0 de una ferrita típica; puede verse que decrece bastante rápidamente según se incrementa la temperatura hasta llegar a la crítica T_c , mientras que la equivalente del hierro permanece casi constante hasta llegar a un valor de T/T_c de alrededor de 0,8.

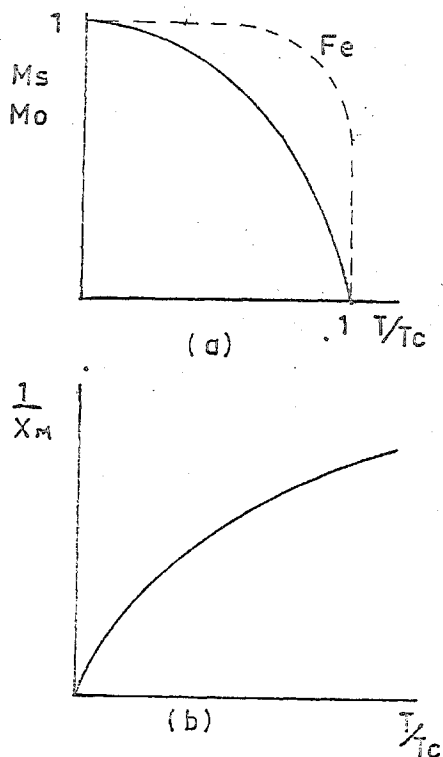


Fig. 5.1

La figura 5.1. (b) muestra la región paramagnética y representa la variación de $1/\chi_M$ con la temperatura; se ve que es rotundamente no lineal, lo que dice que la ley de Curie-Weiss no es obedecida.

Esto son solo dos ejemplos de los varios que podrían presentarse indicando las diferencias entre ferro y ferromagnéticos. Para acabar esta breve introducción se esbozará algo de lo que luego nos daría pie para justificar sus propiedades. Es una indicación de que si sumamos los momentos magnéticos con que colabora cada ión de los presentes en una ferrita, de análoga forma a como ocurre en los ferromagnéticos, resulta un momento muy superior al que en realidad tienen. Así por ejemplo, si tomamos una ferrita de níquel, $\text{NiO Fe}_2\text{O}_3$, los iones que deberían colaborar para el momento total son: el ión divalente, con un momento $2 \mu_B$ y

dos iones Fe cada uno con un momento de $5 \mu_B$. Una interacción positiva, como en un ferromagnético, daría un momento total por molécula de $2 + 5 + 5 = 12 \mu_B$. En cambio, las medidas experimentales de M_0 a 0°K dan un valor de $2,3 \mu_B$, bastante alejado como se ve, de aquel.

5.2. ESTRUCTURA DE LAS FERRITAS CUBICAS.

Estas ferritas se dice que tienen estructura de espinel y por ello son denominadas a veces ferroespinelas, ya que su estructura cristalina se relaciona muy estrechamente con la del mineral espinela, $\text{MgO Al}_2\text{O}_3$. Su estructura es compleja en el sentido de que tienen 8 moléculas, o un total de $8 \times 7 = 56$ iones, por célula unidad. Los iones de oxígeno, de tamaño relativamente grande ($\sim 1,3 \text{ \AA}$) están distribuidos exactamente en una disposición cúbica centrada en los ceros, mientras que los iones metálicos O, mucho menores (radio de 0,7 a 0,8 \AA) ocupan los espacios entre ellos. Estos espacios son de dos tipos. Uno se denomina posición tetraédrica o A, ya que se encuentra en el centro de un tetraedro cuyas vértices están ocupados por óxigenos (Fig. 5.2. a). Los otros son posiciones octaédricas o B, ya que los iones de oxígeno que le rodean ocupan los vértices de un octaedro (Fig. 5.2 b). Los alrededores cristalográficos de las posiciones A y B son por ello notoriamente diferentes.

La célula unidad tiene tantos iones que un dibujo total de la misma no sería muy descriptivo. En lugar de ella podemos imaginar que la célula unidad esté dividida en ocho octantes cada uno de arista $a/2$ (siendo el valor de la arista del cubo) como en la Fig. 5.2 c. Los cuatro octantes rayados tienen idéntico contenido así como los cuatro sin sombrear. Los contenidos de los dos octantes inferiores de la parte izquierda de (c) son los mostrados en (d). Una posición tetraédrica aparece en el centro del octante derecho mientras que los otros tetraédricos aparecen en algunos vértices de los octantes. Cuatro posiciones octaédricas aparecen en el octante izquierdo, uno de los cuales está delineado por líneas de puntos que sean a seis oxígenos, dos de los cuales, los con puntos, pertenecen a los octantes inferiores y detrás de

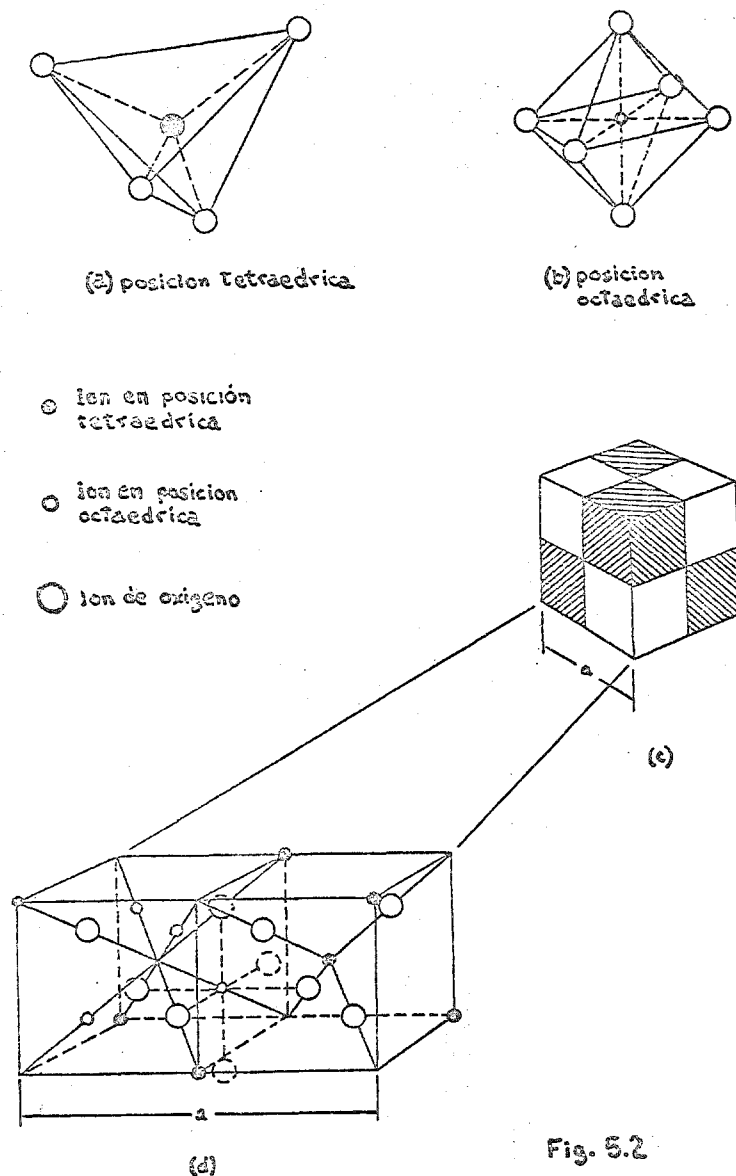


Fig. 5.2

los mostrados. Los iones de oxígeno están dispuestos en la misma forma (octáedricamente) en todos los octantes.

Ahora bien, no todos los sitios disponibles están ocupados por iones metálicos. Solamente un octavo de las posiciones A y la mitad de los B se encuentran ocupados, como se ven en la Fig. 5.2. Los ferritas $\text{MO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ tienen exactamente esta estructura, con M^{2+} en las posiciones A y Fe^{3+} en posiciones B. Esta es la denominada estructura de espinela normal.

5.3. TEORIA DEL CAMPO MOLECULAR.

En un ferrimagnético, puede esperarse que las fuerzas de intercambio entre los iones metálicos actuarán a través de los iones de oxígeno por medio de un intercambio indirecto, análogo al caso antiferromagnetismo.

Sin embargo, la teoría del campo molecular para un ferrimagnético es inherentemente más complicado que para un antiferromagnético a que las posiciones A y B son cristalográficamente diferentes en un ferrimagnético mientras que son idénticas en un antiferromagnético.

Esto significa que la interacción AA en un ferrimagnético diferirá de la interacción BB, aunque los iones que intervienen son idénticos. La razón básica es que un ión en una posición A tiene una distribución y un número diferente de iones contiguos que el mismo ión en una posición B.

Siguiendo la teoría de Néel, supongamos que existen n iones magnéticos idénticos por unidad de volumen, con una fracción λ localizada en las posiciones A y otra ν ($= 1-\lambda$) en posiciones B. Sea μ_A el momento medio de un ión A en la dirección del campo a la temperatura T . (Aunque los iones A y B son idénticos, μ_A no es igual a μ_B , debido a que estos iones, ocupando posiciones diferentes, están expuestos a campos moleculares diferentes). La magnetización de la submalla A es entonces $M_A = \lambda n \mu_A$. Hagamos $n \mu_A = M_a$; entonces

$$M_A = \lambda M_a \quad \text{y} \quad M_B = \nu M_b$$

la magnetización total es

$$M = M_A + M_B = \lambda M_a + \nu M_b \quad (5.1)$$

El campo molecular que actuará sobre la submalla A es

$$H_{mA} = -\gamma_{AB} M_B + \gamma_{AA} M_A \quad (5.2)$$

donde los coeficientes del campo molecular han de tomarse como cantidades positivas correspondiendo los signos a la suposición de una interacción negativa (antiparalela) en los iones A y B y una interacción positiva (paralela) entre los iones A. Igualmente

$$H_{mB} = -\gamma_{AB} M_A + \gamma_{BB} M_B \quad (5.3)$$

Los coeficientes AA y BB son ahora diferentes, pudiendolos expresar como fracciones de γ_{AB}

$$\alpha = \frac{\gamma_{AA}}{\gamma_{AB}} \quad \beta = \frac{\gamma_{BB}}{\gamma_{AB}}$$

Los campos moleculares son entonces

$$H_{mA} = \gamma_{AB} (\alpha \lambda M_a - \nu M_b) \quad (5.4)$$

$$H_{mB} = \gamma_{AB} (\beta \nu M_b - \lambda M_a) \quad (5.5)$$

Estas ecuaciones son válidas por encima y por debajo de la temperatura de Curie.

5.3.1. POR ENCIMA DE TC.

En la región paramagnética haremos igual a como hicimos para los antiferromagnéticos, suponiendo un comportamiento de ley de Curie, esto es

$$MT = CHt$$

para cada submalla. Ht es el campo total, suma del campo aplicado y el molecular. Para las dos submallas es, entonces

$$M_a T = C(H + H_{mA}) \quad (5.6)$$

$$M_b T = C(H + H_{mB}) \quad (5.7)$$

donde C es la constante de Curie. Habrá de eliminarse ahora M_A , M_B , Hm_A y Hm_B de las ecuaciones (5.1), (5.4), (5.5), (5.6) y (5.7). Los cálculos son bastantes engorrosos por lo que se dejarán como ejercicio al alumno. El resultado final es

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{b}{T - \theta} \quad (5.8)$$

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T + (C/\chi_0)}{C} - \frac{b}{T - \theta} \quad (5.9)$$

donde

$$\frac{1}{\chi_0} = \gamma_{AB} (2\lambda\nu - \alpha\lambda^2 - \beta\nu^2)$$

$$b = \gamma_{AB}^2 C \lambda \nu [\lambda(1+\alpha) - \nu(1+\beta)]^2$$

$$\theta = \gamma_{AB} C \lambda \nu [2 + \alpha + \beta]$$

La ecuación (5.9) es una hipérbola cuya parte con significado físico es la representada en la Fig. 5.3. Corta al eje de temperaturas en θ_p , denominado punto de Curie paramagnético. A estas temperaturas el último término de la ecuación (5.9) puede despreciarse y la ecuación pasa a ser una Ley de Curie-Weiss:

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_p}$$

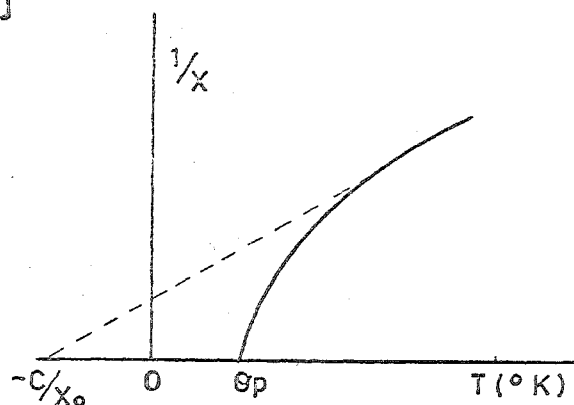


Fig: 5.3

Hay que hacer notar que la ecuación (5.9) está muy de acuerdo con los datos experimentales excepto en la proximidad del punto de Curie. La Fig. 5.4 muestra las dos curvas. La temperatura θ_f a la que la susceptibilidad se hace infinita y aparece magnetización espontánea es el punto ferrimagnético de Curie. Este desacuerdo se debe a interacciones entre espines no considerados aquí.

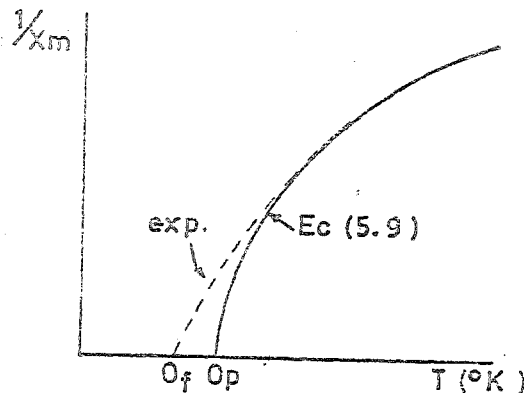


Fig. 5.4

POR DEBAJO DE TC.

En la región ferrimagnética cada submalla se encuentra magnetizada espontáneamente por la acción del campo molecular que actúa sobre ella, ahora bien las magnetizaciones de las dos submallas son opuestas entre si. La magnetización neta observable es entonces

$$|M| = |M_A| - |M_B|$$

La magnetización de cada submalla está gobernada por ecuaciones análogas a las de los materiales ferromagnéticos. No nos detendremos en ver aquí con detalle su valor, ya que llevaría consigo más tiempo del que podemos dedicarle. Únicamente se mostrará, de forma esquemática, en la Fig. 5.5 la magnetización resultante (línea continua) de las dos magnetizaciones parciales de cada submalla σ_{SA} y σ_{SB} . Hay que hacer notar

también que ambas submallas han de tener el mismo punto Curie ya que sino fuera así, en alguna temperatura entre los dos posibles puntos de Curie, una malla tendría momento nulo con lo que no podría alinear los momentos de la otra.

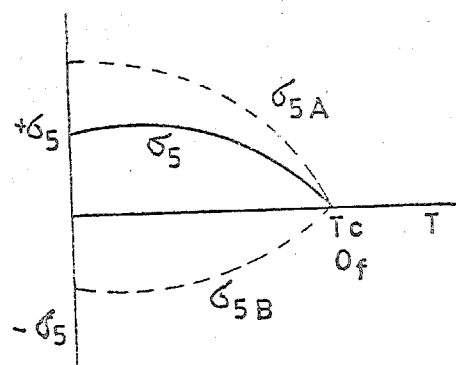


Fig 5.5

5.5. FERRITAS HEXAGONALES.

Existe un número bastante elevado de óxidos ferrimagnéticos hexagonales, pero el único que posee importancia comercial es el correspondiente a la ferrita de bario $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$. La célula unitaria hexagonal contiene 2 "moléculas" a un total de 64 átomos. Sus dimensiones son $c = 23,3 \text{ \AA}$ en su dirección longitudinal y $a = 5,88 \text{ \AA}$ como lado del hexágono. Un número tan elevado de átomos por célula unitaria hace prácticamente imposible una representación gráfica de la misma. Como además no introduciría ningún concepto nuevo con respecto a las ferritas vistas anteriormente, no vemos necesario un estudio aquí. En la parte correspondiente a las propiedades de las ferritas comerciales se verán las diferencias de comportamiento entre ambas ferritas y su designación comercial.



Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación
CATEDRA DE MATERIALES, COMPONENTES Y TECNOLOGIA

Ciudad Universitaria
Madrid - 3

APUNTES DE MATERIALES CONDUCTORES
Y DIELECTRICOS

J.A. MARTIN PEREDA

ENERO, 1975

1. CONDUCTORES METALICOS

=====

1.1. CLASIFICACION Y PROPIEDADES BASICAS DE LOS CONDUCTORES.

Los conductores eléctricos pueden ser sólidos, líquidos y, bajo ciertas condiciones, también gaseosos. Con la excepción del mercurio, los metales son sólidos a temperatura ambiente y pueden dividirse en metales de alta conductividad y de alta resistividad. Los metales de alta conductividad serán empleados en la fabricación de cables, devanados de transformadores, guías de onda, etc. Metales de alta resistividad podrán emplearse en reostatos, patrones de resistencia, resistores bobinados, etc.

Los conductores líquidos constan de metales fundidos y varios electrolitos. Como regla general, los metales tienen puntos de fusión elevados, con la excepción del mercurio, cuyo punto de fusión son los -392°C . Por ello, el mercurio es el único metal que podrá usarse en estado líquido a temperatura ambiente.

El mecanismo de flujo de corriente en metales sólidos o líquidos es, fundamentalmente, el del movimiento de los electrones libres. Tales conductores se dice por ello que poseen conductividad electrónica y se denominan conductores electrónicos. Las soluciones acuosas de ácidos álcali y sales se denominan electrolitos. La conducción de corriente a través de tales conductores se debe al transporte de iones, como resultado de lo cual, la composición del electrolito cambia gradualmente quedando los electrodos afectados por una deposición y una disolución. Las substancias cristalinas con estructura cónica en estado fundido son también conductores de este tipo.

Todos los gases y los vapores, incluyendo los vapores de los metales, son no conductores para pequeñas intensidades del campo eléctrico. Sin embargo, y como se verá en otra parte de la asignatura, si el campo eléctrico excede un cierto valor crítico, que se inicia por ionización, por colisión o por fotoionización, el gas pasa a ser conductor y exhibir conductividad electrónica e iónica. Los gases fuertemente ionizados conteniendo igual número de electrones e iones positivos por unidad de volumen, constituyen un medio conductor en equilibrio de especial interés que se denomina plasma.

Los conductores metálicos constituyen el tipo básico de conductor usado en Electrónica. Los parámetros básicos de tales materiales son:

- Conductividad, o su inverso, la resistividad.
- Coefficiente de temperatura de la resistividad.
- Conductividad térmica.
- Diferencia de potencial de contacto y f.e.m., termoeléctrica.

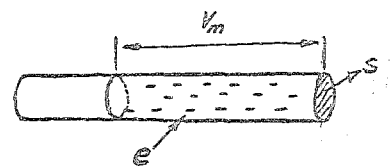


Fig. 1.1.

Pasemos así a estudiar, brevemente, cada uno de dichos parámetros básicos.

1.2. CONDUCTIVIDAD.

El valor de la corriente en un conductor, Fig. 1.1., puede expresarse de manera sencilla en la forma siguiente:

$$I = n \cdot S \cdot v_m \cdot e$$

donde n es la concentración de electrones y v_m la velocidad media de los mismos debida a un cierto campo eléctrico E . Introduciendo la movilidad μ como factor de proporcionalidad entre la Velocidad v_m y E , esto es

$$v_m = \mu E$$

y recordando de la Física de los Sólidos que la movilidad venía relacionada con la conductividad σ en $(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ por

$$\sigma = e n_0 \mu$$

se obtiene la bien conocida ley de Ohm:

$$I = n_0 S e \mu E$$

de donde la densidad de corriente queda como

$$i = n_0 e \mu E = \sigma E \quad \sigma \equiv \text{conductividad}$$

El recíproco de la conductividad se denomina resistividad ρ y viene expresada en $\text{ohm} \times \text{mm}^2/\text{m}$, en $\text{ohm} \times \text{cm}$, en $\mu\text{ohm} \times \text{cm}$, o en $\Omega \times \text{m}$ (en el sistema MKS).

El rango de los valores de la resistividad en los metales es bastante amplio; de 0,0016 para la plata hasta unos 10 $\text{ohm} \times \text{mm}^2/\text{m}$ para las aleaciones hierro - cromo - aluminio, esto es, cubren un rango de tres órdenes de magnitud. La Tabla I da los valores de la resistividad de los principales conductores.

Estudiaremos ahora de qué forma pueden variar los diferentes parámetros que intervienen en la expresión de la resistividad, y que según el sencillo razonamiento hecho anteriormente eran solamente n_0 , e y μ , pero que con una teoría un poco más refinada, como es la que suministra la teoría de los electrones libres en los metales, pasan a ser

$$\rho = \frac{2 m v_r}{e^2 n_0^2 \lambda_m}$$

donde m es la masa del electrón, v_r la velocidad media del movimiento térmico de los electrones en el interior del conductor y λ_m el camino libre medio del electrón, esto es la distancia media, por término medio, entre dos choques.

La velocidad del movimiento térmico de los electrones depende muy poco de la temperatura ya que el gas de electrones en un conductor metálico se encuentra en un estado "degenerado". Esta velocidad es aproximadamente la misma para los diferentes conductores.

La concentración de electrones libres no también difiere muy poco de unos conductores a otros. Para el cobre y el níquel, por ejemplo, la diferencia es menor del 10%.

Por todo ello, el valor de la resistividad depende básicamente del camino de medio del electrón en un conductor dado, que a su vez depende de la estructura del conductor. Los metales puros, que poseen la malla cristalina mas regular, poseen la resistividad mas pequeña. Como hemos dicho el número de portadores libres (concentración de electrones) en un metal, permanece prácticamente fijo ante variaciones de la temperatura. Pero si esta aumenta, también las vibraciones de los centros de la malla cristalina siendo cada vez más difícil a los electrones moverse a través del material, esto es, el camino libre medio disminuye así como la movilidad de los electrones. Con todo ello, la resistividad de los metales aumenta con la temperatura. Una curva típica de variación de la resistividad del cobre con la temperatura en la dada en la Fig. 1.2.

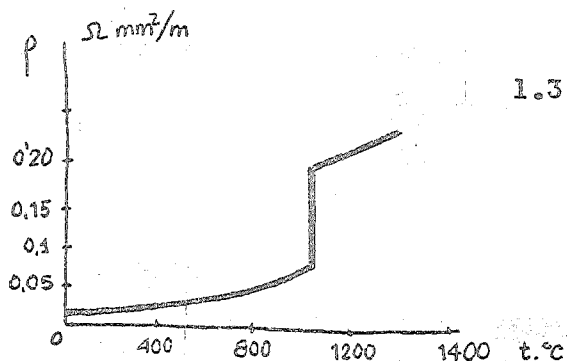


Fig. 1.2

1.3. COEFICIENTE DE TEMPERATURA DE LA RESISTIVIDAD.

Para un margen pequeño de temperatura, como suele ocurrir en la práctica, la variación vista de la resistividad en función de la temperatura puede aproximarse por una línea recta, con lo que el valor de la resistividad al final de un cierto margen de temperatura T puede obtenerse de la relación

$$\rho_T = \rho_0 (1 + \alpha_p T)$$

donde ρ_0 es la resistividad al comienzo de dicho intervalo. El parámetro α_p se denomina coeficiente medio de temperatura de la resistividad en ese margen dado de temperatura

$$\alpha_p = \frac{\rho_T - \rho_0}{\rho_0 T} \quad (\text{grado}^{-1})$$

La relación diferencial para α_p a una cierta temperatura t tiene la forma

$$\alpha_{p,t} = \frac{1}{\rho_t} \frac{d\rho}{dt} \quad (\text{grado}^{-1})$$

Los valores de α_p para metales puros están muy próximos entre si (ver Tabla I) pudiendo escribirse aproximadamente

$$\alpha \approx \frac{1}{273} \approx 0,004 \quad (\text{grado}^{-1})$$

Cerca del cero absoluto la resistencia comienza a caer rápidamente, aproximadamente siguiendo una ley que es proporcional a la quinta potencia de la temperatura absoluta, pasando un cierto número de metales a ser superconductores cerca del cero absoluto. Estos metales son los denominados superconductores, y entre ellos podemos mencionar al mercurio, estaño, plomo, aluminio, galio, zinc y cadmio.

La resistividad de la mayoría de los metales aumenta cuando pasan de sólidos a líquidos, aunque algunos metales al fundirse disminuyen su resistividad (Tabla I).

Los metales puros, como ya hemos dicho, poseen mallas cristalinas regulares y por ello tienen valores reducidos de ρ . La presencia de pequeñas cantidades de impurezas, sin embargo, distorsiona la malla aumentando la resistividad. Y no solo aumenta cuando se agregan impurezas sino también cuando se alean dos metales formando solución sólida. Según puede verse en el Fig. 1.3,

la curva que da la variación de ρ en función del porcentaje que de cada elemento existe en la aleación, posee un máximo para una cierta composición disminuyendo a ambos lados según nos aproximamos a un elemento más puro. Puede observarse también una cierta regularidad en la variación de α los metales puros poseen valores relativamente altos de α mientras que en las aleaciones son valores menores pudiendo llegar incluso a ser ligeramente negativos (Fig. 1.3).

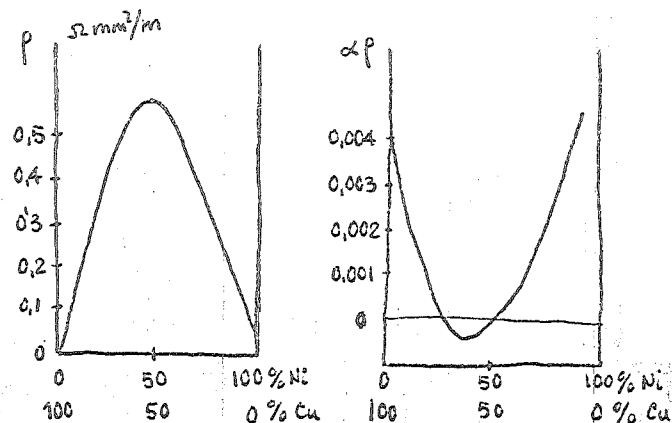
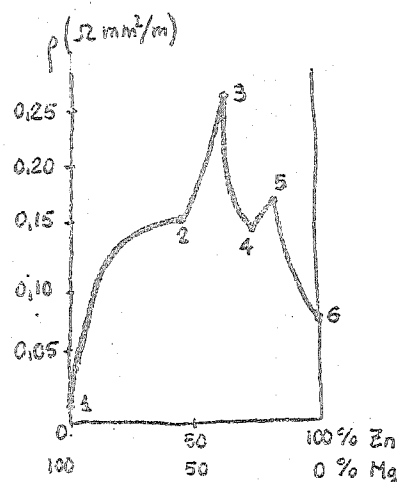


Fig. 1.3

Esta regularidad, como es lógico, no puede tomarse como regla para todos los compuestos binarios metálicos. Se ha encontrado, por ejemplo, que en aquellos casos donde se forman compuestos con una composición química definida, ocurren puntos de ruptura en las curvas de ρ y α_p en función de la composición. Esto puede verse en la Fig. 1.4, donde se muestra dicha curva para las distintas proporciones de una aleación Zn-Mg. Se ven seis puntos claramente diferenciados. El punto 1 corresponde a magnesio puro; el punto 2 al compuesto $MgZn$; el 3 a Mg_2Zn_3 ; el 4 a $MgZn_4$; el 5 a $MgZn_6$ y finalmente el 6 a zinc puro. En algunos casos, se ha demostrado que esas aleaciones dejan de ser metales y pasan a semiconductores.



Cuando se alean dos metales que cristalizan en diferentes sistemas cristalográficos, la estructura de la aleación sólida es, por lo general, una mezcla de cristales de cada uno de los componentes y la regularidad de la Fig. 1.3 tampoco se presenta. La resistividad de la aleación varía linealmente con la composición, esto es, aumenta según crece la cantidad del metal que posea mayor valor de ρ .

1.4. CONDUCTIVIDAD TÉRMICA.

La conductividad térmica de los conductores metálicos está relacionada con su conductividad eléctrica. La alta conductividad térmica de los metales se explica por el hecho de que el calor es conducido por medio de los electrones libres, esto es, por el gas de electrones. Hay así una analogía formal entre la ley de Ohm y la ecuación de Fourier que da la conductividad de calor por un determinado material

$$\Delta P_T = \lambda_T \frac{dT}{dx} \Delta S$$

donde ΔP_T es el flujo de calor por segundo a través de una superficie ΔS ; dT/dx es el gradiente de temperatura y λ_T es la conductividad térmica.

La ley experimental de Wiedemann-Franz establece que el cociente entre la conductividad térmica y la eléctrica es

$$\frac{\lambda_T}{\sigma} = aT \quad T: \text{temperatura absoluta}$$

donde a es una constante que de acuerdo con la teoría clásica de los electrones libres en los metales es igual para todos los metales y vale

$$a = 3 \left(\frac{K}{e} \right)^2 = 2,23 \cdot 10^{-8}$$

con $K = 1,38 \cdot 10^{-23}$ julios/grado y $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ cul. Valores típicos de a para varios metales a temperatura ambiente, cuando la conductividad térmica viene expresada en W/grado x cm y la conductividad eléctrica en $\text{ohm}^{-1} \text{cm}^{-1}$, son los dados en la tabla II.

1.5. DIFERENCIA DE POTENCIAL DE CONTACTO Y F.E.M. TERMoeLECTRICA.

Cuando dos metales se ponen en contacto se establece entre ellos una diferencia de potencial. Esta diferencia de potencial de contacto es debida a la diferencia entre las funciones de trabajo de los

TABLA I

METAL	Conductividad térmica	Resistividad	Funcion de trabajo
Cobre	0,93	0,0172	4,35
Aluminio	0,5	0,028	4,30
Hierro	0,16	0,098	4,5
Niquel	0,18	0,073	5
Plátino	0,17	0,105	6
Oro	0,7	0,024	4,8
Estaño	0,155	0,12	4,4
Plomo	0,083	0,21	-
Mercurio	0,024	0,958	4.5
Bismuto	0,019	1,16	-
	en cal/cm. seg. °C	en $\Omega \text{ mm}^2/\text{m}$	en eV

TABLA II

METAL	$a \times 10^3 \text{ V}^2/\text{guds}^2$
Alumnio	2,1
Cobre	2,25
Plata	2,35
Zinc	2,45
Plomo	2,5
Estaño	2,5
Platino	2,6
Hierro	2,9

metales (Tabla I) y también por el hecho de que el número de electrones libres, y consecuentemente la presión del gas de electrones, puede no ser exactamente el mismo.

De la teoría electrónica de los metales se obtiene que la diferencia de potencial entre dos metales A y B es

$$V_{AB} = U_B - U_A + \frac{KT}{e} \ln \left[\frac{n_{oA}}{n_{oB}} \right]$$

donde U_A y U_B son los potenciales de contacto de los metales y n_{oA} y n_{oB} son el número de electrones por unidad de volumen en los metales A y B respectivamente.

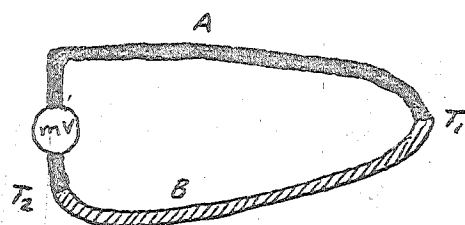


Fig 1.5

La diferencia de potencial de contacto para diferentes pares va desde unas décimas de voltio hasta varios voltios. Si las temperaturas de las uniones son las mismas, la suma de las diferencias de potencial en un circuito cerrado es cero. La situación es diferente, sin embargo si uno de los pares está a la temperatura T_1 y el otro a la T_2 (Fig. 1.5). En este caso, aparece -

una f.e.m. termoeléctrica dada por

$$V = U_{AB} + U_{BA} = U_B - U_A + \frac{KT_1}{e} \ln \left[\frac{n_{oA}}{n_{oB}} \right] + U_A - U_B + \frac{KT_2}{e} \ln \left[\frac{n_{oB}}{n_{oA}} \right]$$

de donde

$$U = \frac{K}{e} (T_1 - T_2) \ln \left[\frac{n_{oA}}{n_{oB}} \right] = A (T_1 - T_2)$$

viéndose así que la Fem termoeléctrica es una función de la diferencia de temperatura.

Hilos con alta Fem termoeléctrica pueden usarse como termopares para medir temperaturas. En dispositivos de medida y en patrones de resistencia, sin embargo, se buscarán metales y aleaciones con Fem termoeléctrica tan baja como sea posible con respecto al cobre a fin de no introducir errores en la medida.

Las siguientes aleaciones son las más comúnmente usadas

1. Copel (56% Cu, 44% Ni)
2. Alumel (95% Ni, el resto Al, Si y Mg)
3. Cromel (90% Ni, 10% Cr)
4. Platino-Rodio (90% Pt, 10% Rh), y
5. Cosntantam (60% Cu, 40% Ni)

1.6. COEFICIENTE DE DILATACION

El coeficiente de dilatación de los conductores metálicos, dado por

$$\alpha_e = \frac{1}{l} \frac{dl}{dt} \text{ (grado}^{-1}\text{)}$$

es de interés, no solamente por el hecho de que si se unen diferentes materiales puede haber problemas de dilatación, sino también debido a que se usa para calcular el coeficiente de temperatura de la resistencia de los conductores gracias a la relación

$$\alpha_R = \alpha_p - \alpha_e$$

El coeficiente de expansión lineal está relacionado también con el punto de fusión de los metales. Así, los que poseen un alto valor de α_e fundirán a bajas temperaturas mientras que los que posean bajo α_e tendrán alto punto de fusión.

Las restantes propiedades físicas de los conductores tales como su capacidad térmica, su densidad, su punto de fusión, etc. - son ya bien conocidas y no merecen mención especial.

2. MATERIALES DIELECTRICOS

=====

2.0. INTRODUCCION.

Los materiales dieléctricos son cuerpos no conductores cuyo interés principal radica, con respecto a la técnica electrónica, en sus aplicaciones más señaladas: como aislantes eléctricos y como integrantes de condensadores. De estas aplicaciones, la que más nos interesa por el momento es la segunda, la que se refiere a los condensadores aunque como se verá en otras partes de la asignatura su uso como aislante es esencial.

Por ello, y debido a la importancia que los condensadores tienen en la industria electrónica, es de gran interés el estudiar, lo más a fondo posible, todas las partes de que están compuestas, y una de las más esenciales es el dieléctrico existente entre sus placas. Conociendo cual es el comportamiento de dicho dieléctrico con la variación de parámetros tales como voltaje, frecuencia, temperatura o tiempo, podremos saber cómo va a responder el condensador a variaciones a dichos parámetros.

Estudiaremos así las características que determinan un dieléctrico y de ellas, en las que haremos especial hincapié serán:

- a) Permitividad o constante dieléctrica
- b) Conductividad eléctrica.
- c) Angulo de pérdidas
- y d) Rigidez dieléctrica

2.1. POLARIZACION DIELECTRICA.

El desplazamiento finito de las cargas fijas de los dieléctricos o la orientación de sus moléculas dipolares por la acción de un campo eléctrico se denomina polarización eléctrica y viene dada por el número de dipolos por unidad de volumen..

El grado en que un dieléctrico es polarizado, queda determinado por el incremento en la capacidad de un condensador que aparece cuando el vacío entre sus placas es reemplazado por el material dado. Esta cantidad se denomina constante dieléctrica o permitividad del dieléctrico y viene así dado por

$$\epsilon' = \left[\frac{C_d}{C_o} \right]$$

Donde C_o es la capacidad del condensador con el vacío entre sus placas y C_d la capacidad con el dieléctrico dado.

Esta variación de la capacidad y, por consiguiente, de la carga eléctrica almacenada, depende del efecto aditivo de los varios posibles mecanismos de polarización que pueden presentarse. En un dieléctrico dado pueden aparecer, de hecho, varios tipos de polarización simultáneamente y su suma será la que de la polarización total. Vamos a estudiar así cuáles son estos mecanismos y cual es su influencia de acuerdo con la frecuencia de la excitación. Vamos a presentar un caso ideal de dieléctrico que suponemos puede poseer todas las posibles aportaciones a la polarización dando un circuito equivalente del mismo y estudiando todos y cada uno de los elementos que aparecen. De hecho, en la realidad, cada dieléctrico solo presentará dos o tres de estas contribuciones.

2.1.1. POLARIZACION ELECTRONICA.

El circuito de la Fig. 2.1. es el equivalente de un dieléctrico en el que estuvieran presentes todas las causas posibles de polarización. Como hemos dicho, en uno real, solo aparecerían, a lo sumo, dos o tres de estos mecanismos.

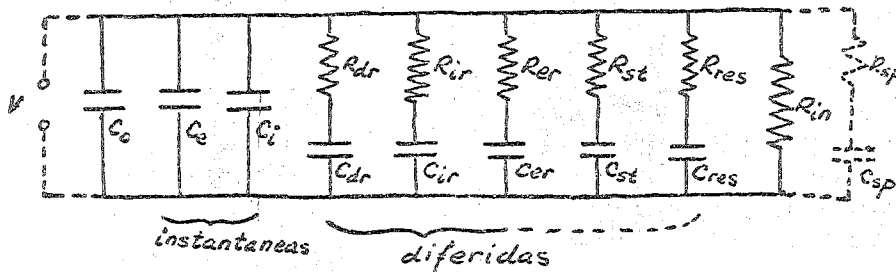


Fig 2.1

La primera contribución - que vemos es la de una capacidad C_0 . Es esta la debida a las placas del condensador con el vacío entre ellas, y sin ningún tipo de dieléctrico. Su valor será el debido únicamente a sus características geométricas y que ya deben ser conocidas. No nos detendremos aquí ya que es un punto

que queda fuera de nuestro objetivo.

La primera que realmente nos interesa es la que representa C_ϵ y que procede de la denominada polarización electrónica. Esta polarización se debe al desplazamiento y a la deformación elástica de las órbitas electrónicas de los átomos e iones debido a la presencia de un campo eléctrico (Fig. 2.2). Vemos que si, antes del campo, podían coincidir los centros de masas de las cargas negativas y positivas, no ocurre lo mismo con la presencia de \vec{E} , que obliga a la separación de dichos centros de masas con la consiguiente aparición de un dipolo inducido y orientado en la dirección del campo.

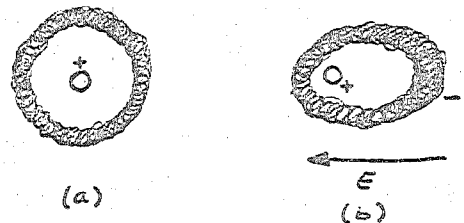


Fig 2.2

El tiempo necesario para la aparición de este tipo de polarización es relativamente despreciable, ya que es del orden de 10^{-15} segs. De aquí que pueda considerarse como instantánea y esté presente a todas las frecuencias hasta los $10^{14} - 10^{16}$ Hz. (Fig. 2.3). Debido a sus características ocurre en todos los dieléctricos, no viniendo acompañada por una pérdida apreciable de energía ya que, debido al tipo elástico de la deformación la energía suministrada al átomo es retornada al campo cuando desaparece éste.

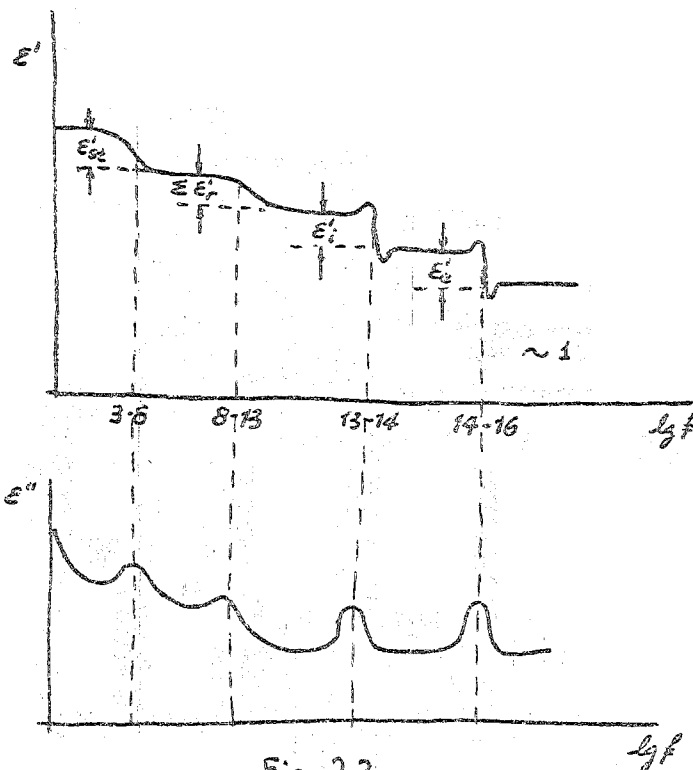


Fig 2.3

Como dato práctico podemos decir que los materiales con polarización puramente electrónica, la permitividad relativa es, numéricamente, igual al cuadro del índice de refracción.

La variación con la temperatura, por otra parte, presenta un comportamiento muy interesante. Los átomos, aislados, presentarían una permitividad independiente de la temperatura pero, cuando forman parte de un cuerpo, el conjunto varía con ella. La razón es, simplemente, que al aumentar la temperatura el cuerpo se dilata con lo que la polarización, esto es, el número de átomos

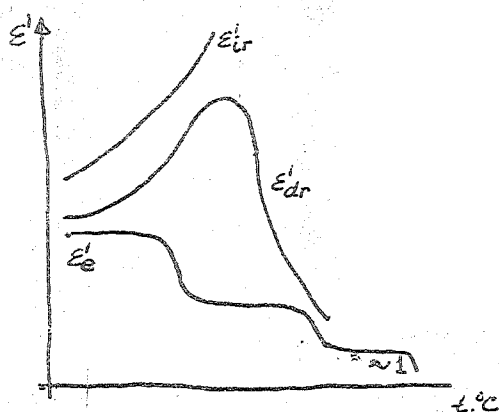


Fig 2.4

polarizados por unidad de volumen, disminuye. El gráfico de la variación de ϵ'_e con la temperatura es el de la Fig. 2.4. Vemos que es similar al de la variación de la densidad, apareciendo saltos bruscos que corresponden al paso de sólido a líquido y de líquido a gaseoso.

La variación de ϵ' con la temperatura se expresa, más comunmente, por el coeficiente de temperatura de la permitividad, cuya definición general es

$$\alpha_{\epsilon'} = \frac{1}{\epsilon'} \frac{d\epsilon'}{dt} \quad (\text{grado}^{-1})$$

2.1.2. POLARIZACION IONICA.

La polarización iónica, ϵ'_{ir} en el circuito de la Fig. 2.1, es característica de sólidos con estructura iónica y es debida a un desplazamiento de los iones, manteniéndose unidos elásticamente, ante la presencia de un campo (Fig. 2.5).

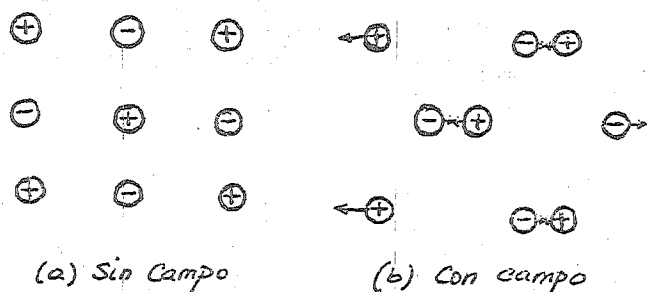


Fig 2.5

Este tipo de polarización es también prácticamente instantáneo ya que tarda en aparecer un tiempo - del orden de 10^{-13} segs. Esto quiere decir, según vimos para el caso de la electrónica, que estará presente hasta frecuencias comprendidas entre 10^{13} y 10^{14} Hz.

Veamos ahora cómo influye la temperatura. Un incremento en ella conduce a una dilatación en el cuerpo con la consiguiente disminución de las fuerzas de enlace entre iones. Esta disminución de las fuerzas de enlace da lugar a que la polarización, para un campo eléctrico dado, sea mayor. Como consecuencia la permitividad también crecerá.

2.1.3. POLARIZACION POR ORIENTACION DE DIPOLOS.

Este tipo de polarización, representada por C_{dr} y R_{dr} en la Fig. 2.1, es debida a un mecanismo diferente de las dos anteriores, ya que está relacionada con el movimiento térmico de las partículas, presentando éstas, de forma espontánea una estructura dipolar, esto es, con los centros de masas de las cargas positivas y negativas separados.

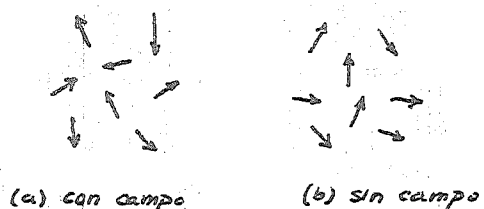


Fig 2.6

En ausencia de campo externo, las moléculas poseen un movimiento aleatorio debido a la energía térmica proporcionada por el medio ambiente. Cuando aparece un campo eléctrico en una determinada dirección (Fig. 2.6) las moléculas comienzan un proceso de orientación parcial en dicha dirección. Ello da lugar a un cierto tipo de polarización que es la denominada de orientación de dipolos.

A no ser que la temperatura sea muy baja, será siempre muy difícil conseguir una orientación total de todos los dipolos. Por ello puede decirse que casi nunca se llegará a la saturación.

Como ya puede pensarse, el movimiento térmico aleatorio de los dipolos a que hemos hecho alusión anteriormente, no será nunca por completo libre, esto es, entre las moléculas aparecerán una serie de fuerzas moleculares que harán que cada partícula dependa de las que tiene a su alrededor. Pues bien, esta energía de interacción depende de la temperatura en el sentido de que temperaturas crecientes la disminuyen. Con ello, la orientación de los dipolos podrá hacerse con mayor facilidad y así aumentar la permitividad (es la parte creciente de ϵ_r en la Fig. 2.4). Sin embargo, al mismo tiempo, la energía del movimiento térmico de las moléculas también aumentará, pudiendo llegar a ser tan grande que reduzca el efecto de orientación de las mismas ante la presencia de un campo externo. Esto se ve reflejado en la parte decreciente de la curva de ϵ_r de la Fig. 2.4.

Veamos ahora qué efectos vienen relacionados con la rotación de los dipolos. Esta rotación para alinearse con el campo lleva consigo vencer una cierta resistencia que se traduce en una pérdida de energía que se disipa en forma de calor. Esto es lo que indica la resistencia R_{rd} del circuito de la Fig. 2.1. En líquidos viscosos, esta resistencia puede ser tan grande que, para campos de frecuencias relativamente altas, los dipolos no tienen tiempo para orientarse en la dirección del campo con lo que la polarización por orientación decrece según aumenta la frecuencia del campo aplicado (Fig. 2.3) llegando a anularse para frecuencias superiores a los $10^8 - 10^{13}$ Hz.

Este tipo de polarización es característica de los líquidos y gases polares habiéndose encontrado también en algunos materiales orgánicos polares.

2.1.4. POLARIZACION POR ORIENTACION DE IONES.

Representada por C_{ir} y R_{ir} en la Fig. 2.1, se encuentra en vidrios inorgánicos y en ciertos tipos de sustancias cristalinas iónicas. En este caso, iones debilmente enlazados en el material, por la acción del campo eléctrico, adquieren un movimiento en la dirección del campo superior a cualquier otro en cualquier otra dirección originado por causas térmicas, originando una cierta polarización en el material. Dicho de otra forma, si previamente a la aparición del campo en el interior del cuerpo aparecían una serie de moléculas sin polarizar, la presencia de éste hace que las moléculas, en cierta forma, se deformen por aquellos puntos mas debilmente unidos desplazándose los iones y dando lugar a una serie de dipolos cuya suma total deja de ser cero. Es como vemos, algo similar a la polarización iónica vista en 2.1.2 en el sentido de que es originada por un movimiento de iones, pero mientras allí son todos los iones los que participan en el fenómeno y la deformación de la malla es mínima, aquí son solo los iones más debilmente enlazados los que originan el fenómeno y el desplazamiento de estos puede ser apreciable.

Eliminando el campo eléctrico, la orientación de los iones desaparece gradualmente, dándose un tiempo, denominado de relajación, como indicativo de lo que dura el proceso. Este tiempo de relajación es el invertido por los iones orientados en disminuir la polarización en un factor de $1/e$ del valor inicial. Esto, igual que lo visto en el punto 2.1.3, limita el margen de frecuencias en el que se presenta, siendo igual que allí, de hasta $10^8 - 10^{13}$ Hz.

La variación de la permitividad debida a este fenómeno es la mostrada en la Fig. 2.4. Esta curva se aplica solo a dieléctricos sólidos ya que, cuando se funden, los compuestos iónicos adquieren conductividad electrolítica. Como puede verse, la curva no presenta un máximo. Esto ocurre con los materiales cerámicos. En ellos, la polarización por orientación de iones aumenta según aumenta la temperatura y es debido a que el número de iones que toman parte en el proceso de polarización aumenta progresivamente por estar cada vez menos ligados a los átomos que les rodean.

2.1.5. POLARIZACION POR ORIENTACION ELECTRONICA.

Es esta polarización debida a la orientación de los huecos o electrones que puedan ser excitados térmicamente. La presencia de un campo externo orientará a estos huecos o electrones dando lugar a una polarización cuya representación en el circuito de la Fig. 2.1 es la capacidad C_{er} y la resistencia R_{er} .

Este tipo de polarización ocurre preferentemente en dieléctricos con un alto índice de refracción, un campo interno y una conductividad electrónica tipo n , por ejemplo, en el dióxido de titanio impurificado con Nb^{5+} , Ca^{2+} y Ba^{2+} . Son características por su alto valor de la permitividad relativo y también por la presencia de un máximo en la curva de ϵ' en función de la temperatura. Puede verse, también, que la permitividad relativa de las cerámicas que contienen titanio y poseen polarización de este tipo, disminuye según aumenta la frecuencia.

2.1.6. POLARIZACION DE RESONANCIA.

La polarización de resonancia, representada por C_{res} y R_{res} en la Fig. 2.1 se encuentra en los dieléctricos para frecuencias comprendidas dentro del margen de las microondas y las ópticas. Presenta una característica muy importante que la diferencia de las vistas hasta aquí. Así como las anteriores estaban presentes desde frecuencias bajas (desde 0 Hz) y llegaban hasta un cierto valor de las mismas este nuevo tipo de resonancia se presenta solo para un pequeño intervalo de frecuencias, normalmente centrado hacia el final de la polarización iónica y el de la electrónica. Es lo que en la Fig. 2.3 queda representado por los picos al final de estos dos tipos de polarización. Como ya puede pensarse, estará íntimamente relacionada con las frecuencias propias de los átomos, moléculas o iones y de las estructuras iónicas. Quizpas una forma sencilla de verlo, para el caso de estas últimas,

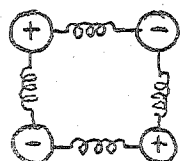


Fig 2.6

puede ser con ayuda de la Fig. 2.6. En ella se representa una mínima parte de una malla iónica formada por cuatro iones y entre los que se coloca un muelle que represente las fuerzas de interacción entre ellos. Como ya es sabido de Mecánica, un sistema de este tipo poseerá unas ciertas frecuencias de resonancias que son las que anteriormente hemos designado como frecuencias propias. Cuando la frecuencia del campo aplicado esté por debajo de ellos, los iones se moverán con un movimiento de tipo elástico siguiendo a dicho campo. Pero cuando se acerque a las frecuencias propias, el movimiento comenzará a hacerse de mayor amplitud llegándose finalmente a la resonancia.

La polarización de resonancia electrónica está relacionada con la dispersión anómala de la luz y no puede decirse que haya sido estudiada a fondo todavía. Para esta dispersión anómala, el índice de refracción de la substancia aumenta a una cierta frecuencia, como resulta de las oscilaciones resonantes de las partículas. En la resonancia, la absorción de energía aumenta de forma apreciable. Aumentando posteriormente la frecuencia, el índice de refracción y, consecuentemente ϵ' disminuyen abruptamente, debido a que el mecanismo de polarización deja de actuar, aumentando luego algo pero sin volver al valor primitivo.

2.1.7. POLARIZACION ESTRUCTURAL.

Este último tipo de polarización, representada por C_{st} y R_{st} en la Fig. 2.1, puede considerarse como un mecanismo adicional que aparece en sólidos de estructura no homogénea con inhomogeneidad macroscópicas y con un cierto número de impurezas, perfectamente conductoras.

y semiconductoras. También puede ser debida a la presencia de capas de diferentes conductividades. Todas estas causas originan el que al introducir el dieléctrico en un campo eléctrico, los electrones e iones libres de las impurezas presentes, emigran dentro de los límites de cada impureza, que de esta forma pasa a ser una especie de macromolécula polarizada.

Aparece únicamente a frecuencias muy bajas dejando de estar presente para los 10^3 - 10^8 Hz y viene acompañada de una considerable disipación de energía eléctrica.

2.1.8. POLARIZACION ESPONTANEA.

Esta forma de polarización existe solamente para un cierto tipo de dieléctricos de estructura iónica denominados ferroeléctricos. No vamos a entrar de lleno en la explicación de su comportamiento y origen del mismo ya que saldría del límite de que disponemos. Únicamente daremos algunos detalles de los fenómenos que se relacionan con ellos dejando su estudio más completo hasta que podamos hacerlo por comparación con los materiales ferromagnéticos que se verán más adelante.

En los materiales ferroeléctricos aparecen unas ciertas regiones aisladas, denominadas dominios, dentro de las cuales las partículas cargadas están dispuestas simétricamente en ausencia de un campo externo. Sin embargo, bajo estas condiciones, las direcciones de los momentos dipolares en los varios dominios son diferentes, esto es, dentro de cada dominio, encontraremos un momento dipolar total, diferente de cero y orientado en una cierta dirección. La aplicación de un campo externo alinea los momentos dipolares de los dominios en la dirección del campo produciendo el efecto de una polarización muy intensa. De hecho, para un cierto valor del campo, ocurre una situación, esto es, todos los dominios aparecen orientados en la misma dirección, sin que posteriores incrementos de dicho campo produzcan nuevo efecto sobre el valor de la polarización. Este efecto no se produce en ningún otro tipo de dieléctrico. Sin llegar a la roturación, puede verse que el valor de la polarización no varía linealmente con el valor del campo, sino que tiene una cierta curvatura. Esto llevará consigo la aparición de un ciclo de histeresis, que se estudiará con más detalle en el ferromagnetismo, para campos alternos.

Para una cierta temperatura fija, la temperatura de Curie, existe una transición de fase en el sólido, perdiéndose gran parte de las propiedades antes mencionadas. Un enfriamiento de la sustancia volverá a esta a las condiciones previas.

2.1.9. RESISTENCIA PROPIA DEL DIELECTRICO.

En el circuito de la Fig. 2.1 aparece una cierta resistencia, R_{in} , que está en paralelo con los elementos vistos hasta aquí. Es la resistencia propia del dieléctrico y cuyo estudio mas a fondo haremos más adelante

2.1.10 CLASIFICACION DE LOS DIELECTRICOS.

Los dielectricos pueden dividirse en cuatro grupos de acuerdo con sus características respecto a la polarización.

El primer grupo incluye a los dieléctricos que poseen principalmente polarización electrónica, esto es, a los sólidos neutros y debilmente polares en estado amorfo y cristalino (parafina, poliestireno, etc.) y también los líquidos y gases neutros y debilmente polares (penceno, hidrógeno, etc.)

El segundo grupo contiene a los dieléctricos que poseen al mismo tiempo polarizaciones electrónica y por orientación de dipolos. Incluye líquidos orgánicos dipolares, semilíquidos y sustancias sólidas (resinas, epoxy, celulosa, compuestos de resinas, etc.)

El tercer grupo está compuesto de dieléctricos inorgánicos sólidos con polarizaciones electrónica, iónica y por relajación iónica y electrónica. Debido a las grandes diferencias que aparecen en sus características es conveniente dividir este grupo en dos subgrupos:

1. Dieléctricos con polarización electrónica e iónica (cuarzo, mica, rutilo, etc.)
2. Dieléctricos con polarización electrónica, iónica y de orientación (porcelana, Mycalex, etc.).

El cuarto grupo está compuesto por los ferroeléctricos caracterizados por polarizaciones electrónicas e iónicas espontáneas (sal de Rochelle, titanato de bario, etc.).

Esta clasificación permitirá, según se verá predeterminar las propiedades eléctricas básicas de los materiales aislantes.

2.2 CORRIENTE DE DESPLAZAMIENTO Y CONDUCTIVIDAD ELECTRICA EN DIELECTRICOS.

El desplazamiento de las cargas ligadas en un material, desde el instante en que ocurre la polarización hasta que se establecen las condiciones de equilibrio necesita un tiempo finito y constituyen una corriente de polarización o de desplazamiento en el dieléctrico. Las corrientes de desplazamiento de las cargas ligadas elásticamente en polarizaciones electrónica e iónica tienen unas vidas tan cortas que no pueden ser registrados normalmente por ningún instrumento. Las corrientes de desplazamiento de los diferentes tipos de polarización que se observan en un gran número de dieléctricos comerciales son llamadas corrientes de absorción.

Las corrientes de absorción circulan solamente durante los instantes en que el voltaje es conectado y desconectado (y en opuestas direcciones en cada caso) siempre que la amplitud de la tensión permanezca constante; para un voltaje variable las corrientes circulan todo el tiempo que el material esté situado en el campo eléctrico.

En los dieléctricos comerciales la presencia de una pequeña cantidad de cargas libres da lugar a la aparición de débiles corrientes de conducción denominadas corrientes de pérdidas. Por ello, la densidad de corriente total en un dieléctrico es la suma de las corrientes de conducción y de desplazamiento.

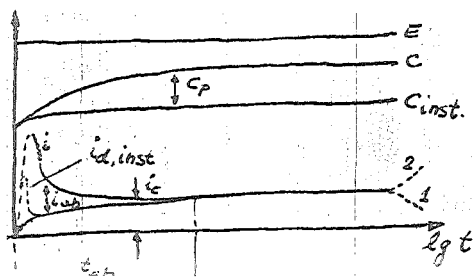
$$i = i_c + i_d$$

La corriente de desplazamiento, según se recuerda de Física, viene definida como la velocidad de cambio con el tiempo del vector inducción D

$$i_d = \frac{\partial D}{\partial t}$$

que incluye los desplazamientos de

cargas diferidos y los instantáneos se muestran en la Fig. 2.7 donde puede verse la variación con el tiempo, para un campo eléctrico aplicado de forma instantánea, de la capacidad de un condensador con un dieléctrico que presente conjuntamente ambos mecanismos de polarización, el instantáneo y el diferido; muestra también las componentes de la densidad de



corriente a través del dieléctrico. Como puede verse de la figura, cuando el proceso de polarización se ha completado, solo circulará la corriente de conducción por el dieléctrico.

Las corrientes de polarización deben tomarse en cuenta - cuando se mide la conductividad eléctrica de los dieléctricos ya que cuando una muestra de uno se somete a un voltaje determinado, no solamente - se medirá la corriente de conducción, sino también la de absorción. Por ello podría pensarse que había una alta corriente de conducción cuando - en realidad no era así.

Ya que la determinación de las corrientes de polarización es difícil, la resistencia de un dieléctrico se calcula usualmente dividiendo el voltaje por la corriente, medida al cabo de un minuto después de la conexión de la tensión.

Conviene ahora distinguir entre los dos tipos de conductividad que aparecen en los materiales. Son estas la de volumen y la superficial. Cuando se comparan varios materiales según su conducción superficial y de volumen, se utilizan la resistividad de volumen ρ y la de superficie ρ_s . En la práctica, se toma ρ como igual a la resistencia de un volumen de un cubo de 1 cm. de lado hecho del material en cuestión y por el que pasa una corriente de una cara a la otra; se mide en ohm. cm.

La resistividad superficial es, numéricamente, igual a la resistencia de un cuadrado (de cualquier dimensión) tomado sobre la superficie del material cuando pasa corriente de una cara opuesta de dicho cuadrado. Se mide en ohm. a la

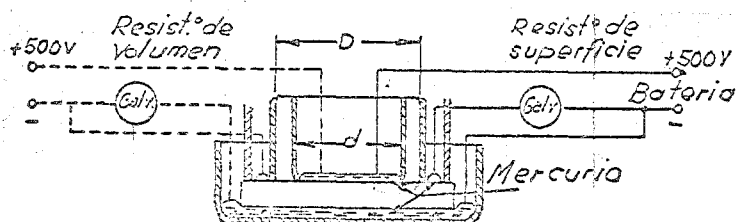
La medida, en un caso real, se realiza como se ve a continuación.

2.2.1 MEDIDA DE LA RESISTENCIA DE AISLAMIENTO.

Como se ha indicado anteriormente la superficie de un dieléctrico puede ser mucho más conductora que la masa.

Si se quiere medir la resistencia de un aislante, la corriente de superficie puede enmascarar la medida de la volumétrica y viceversa. Por eso el método de medida debe ser muy especial.

Las resistencias de aislamiento, superficial y de volumen pueden medirse con el aparato representado en la figura. Los electrodos son de mercurio y las conexiones se indican con trazo lleno para la resistencia de superficie, y con un trazo discontinuo para la de volumen. Medida la resistencia, se calcula la resistividad fácilmente.



La resistencia de volumen se mide con el montaje representado en la línea de puntos en que como se observa la corriente de superficie recogida por el anillo de guarda se deriva al polo negativo de la batería sin pasar por el galvanómetro.

Sean:

R_v = Resistencia de volumen.
 R_s = Resistencia superficial.
 ρ_v = Resistividad de volumen.
 ρ_s = Resistividad superficial.
 e = Espesor de la muestra (cm.).
 D = Diámetro interior del tubo exterior (cm.).
 d = Diámetro interior del tubo interior (cm.).

Se verifica que:

$$R_v = \rho_v \frac{e}{\pi d^2/4} \quad y \quad \rho_v = \frac{\pi d^2 R_v}{4 e}$$

Para calcular la resistividad de superficie se mide la resistencia de superficie, es decir la corriente que pasa entre el anillo de guarda y el disco central de mercurio de diámetro d . Para evitar que la corriente volumétrica interfiera a la de superficie, se le hace pasar a través del mercurio inferior al polo negativo de la batería, sin pasar por el galvanómetro.

El esquema eléctrico que representa esta medida es el indicado en la figura anterior con línea continua.

La resistencia medida es la de una corona circular de diámetros d y D , que es atravesada por la corriente en sentido radial por lo que su sección no es constante y obliga a efectuar una integración.

$$R_s = \rho_s \int_{d/2}^{D/2} \frac{dr}{2\pi r} = \frac{\rho_s}{2\pi} \ln \frac{D}{d} \quad y \quad \rho_s = \frac{2\pi R_s}{\ln \frac{D}{d}}$$

En las expresiones anteriores se supone que la corriente tiene una profundidad de penetración unitaria.

A continuación se indican algunos valores de estas resistividades, para plásticos usuales.

DIELECTRICO	Resistividad superficial (Ω/cm^2).	Resistividad de volumen - (Ω/cm^3).
Poliétileno	$4 \cdot 10^{14}$	$10^{19} - 10^{20}$
Poliestireno	10^{16}	$10^{17} - 10^{19}$
Politetrafluorestireno	$3,5 \cdot 10^{13}$	10^{16}
Tereftalato de poliétileno .	10^{13}	10^{13}

2.2.2 DEPENDENCIA DE LA CONDUCTIVIDAD CON EL ESTADO DEL DIELECTRICO.

La conductividad eléctrica de los materiales aislantes depende del estado de dicho material, esto es, de que sea gas, líquido o sólido y también de la humedad y temperatura del medio que le rodea.

Cuando se le somete a una corriente durante un cierto tiempo, la conductividad de un dieléctrico sólido o líquido puede, al cabo de un momento, disminuir o aumentar según puede verse en la Fig. 2.7. Una disminución en la conductividad con el tiempo indica que la conductividad del material se debe a los iones de las impurezas y la disminución es debida a una especie de "limpieza eléctrica" de la muestra (curva 1).

Un aumento de la corriente con el tiempo (curva 2) indica que algunas cargas que forman parte de los elementos estructurales del material y que fluyen en el dieléctrico en virtud de un proceso irreversible llevado a cabo por el voltaje, gradualmente se dispersan produciéndose ruptura dieléctrica.

Estudiaremos ahora brevemente las conductividades en los tres tipos de estados.

2.2.2.1 CONDUCTIVIDAD EN GASES.

Siempre que el campo eléctrico no sea demasiado alto, los gases tienen una muy pequeña conductividad. Solamente habrá flujo de corriente si existen gases o iones presentes en él. Este fenómeno será estudiado mas ampliamente cuando se trate la Teoría Cimética de los Gases por lo que no se detallará aquí.

2.2.2.2 CONDUCTIVIDAD EN LIQUIDOS.

La conductividad eléctrica de los dieléctricos líquidos está íntimamente relacionada con la estructura de las moléculas del líquido. En líquidos neutros la conductividad depende de la presencia de impurezas disociadas, incluyendo humedad; en líquidos polares la conductividad se debe no solo a las impurezas sino también a la disociación, a veces, de las moléculas del mismo líquido.

La corriente en un líquido puede ser originada por dos causas: movimiento de los iones y por transporte de partículas coloidales grandes. La imposibilidad de quitar por completo las impurezas capaces de disociarse hace que sea difícil la obtención de líquidos aislantes con conductividades pequeñas.

Los líquidos polares poseen siempre altas conductividades en relación con los líquidos no polares y un incremento en la permitividad relativa conduce a un incremento en la conductividad. Líquidos fuertemente polares exhiben una conductividad tan alta que pueden considerarse mejor conductores con conductividad iónica que dieléctricos líquidos.

La eliminación de impurezas de los dieléctricos líquidos produce un incremento notable en su resistividad. El paso prolongado de una corriente a través de un dieléctrico líquido neutro puede provocar también un incremento en la resistividad debido a la eliminación de iones libres hacia los electrodos ("limpieza eléctrica").

La conductividad de cualquier líquido depende fuertemente de la temperatura. Según aumenta ésta, la movilidad iónica aumenta debido a una disminución de la viscosidad y el grado de disociación térmica puede ser mayor. Ambos factores aumentan la conductividad de acuerdo con la relación

$$\sigma = A e^{-a/T}$$

donde A y a son constantes característicos del material. Para un margen no muy grande de temperatura, la dependencia de la conductividad de los dieléctricos líquidos con T, puede representarse con bastante exactitud por

$$\sigma = \sigma_0 e^{\alpha t}$$

donde σ_0 y α son constantes para el líquido dado y t es la temperatura en °C.

Para intensidades elevadas del campo eléctrico (de orden de 10^4 - 10^5 V/cm), los experimentos muestran que la conductividad de un líquido no obedece la ley de Ohm. Esto es debido al incremento en el número de iones móviles producidos por el campo.

2.2.2.3 CONDUCTIVIDAD EN SÓLIDOS.

La conducción eléctrica en sólidos depende del movimiento de los iones del mismo dieléctrico y de los iones de las posibles impurezas, y, en algunos materiales puede deberse también a la presencia de electrones libres. La conducción electrónica es muy marcada para campos eléctricos intensos. La naturaleza de la conducción puede deducirse experimentalmente usando la ley de Faraday. La conducción iónica viene acompañada por un transporte de material a los electrodos, mientras que en la electrónica no ocurre esto. Cuando circula una corriente eléctrica a través de un dieléctrico sólido, las impurezas iónicas pueden eliminarse parcialmente y depositarse en los electrodos, esto conduce eventualmente a una reducción en la conductividad con el tiempo y a la consiguiente disminución de la corriente (Fig. 2.7).

En sólidos dieléctricos con estructura iónica la conducción eléctrica depende principalmente del transporte de iones separados de la malla cristalina como resultado de las vibraciones térmicas. A bajas temperaturas son los iones enlazados débilmente, sobre todo iones de impurezas, los que llevan la corriente. Para temperaturas altas, sin embargo, son principalmente los iones de la malla cristalina los que se mueven. En dieléctricos con mallas atómicas o moleculares, la conducción eléctrica se debe solamente a la presencia de impurezas.

2.2.2.3.1 VARIACION CON LA TEMPERATURA.

La conductividad σ en $(\text{ohm cm})^{-1}$ para una temperatura T viene dada por la siguiente sencilla relación

$$\sigma = q n_{o,T} \mu_{i,T}$$

donde q es la carga del portador en culombios, $n_{o,T}$ es el número de portadores por unidad de volumen (1 cm^3) y $\mu_{i,T}$ la movilidad en $\text{cm}^2/\text{seg.V}$. En este caso podemos suponer que la concentración de portadores de carga y la movilidad $\mu_{i,T}$ no depende de la intensidad del campo eléctrico, esto es, que la velocidad de transporte V es proporcional al campo: $V = \mu_i E$ ($\text{cm}/\text{seg.}$).

La movilidad de los electrones es varios órdenes de magnitud mayor que la de los iones, en el dióxido de titanio, por ejemplo la movilidad de los electrones es alrededor de $1 \text{ cm}^2/\text{seg.V}$ mientras que la iónica en el aluminosilicato es solamente 10^{-9} - $10^{12} \text{ cm}^2/\text{seg.V}$.

Como se ha dicho antes, el número de iones disociados en una conducción iónica depende exponencialmente de la temperatura. Así

$$n_{o,T} = n_o e^{-W_d/KT}$$

donde n_o es el número de iones por cm^3 , W_d la energía de disociación y KT la energía térmica.

La movilidad iónica ^{varia} también exponencialmente con la temperatura

$$\mu_{i,T} = \mu_{i,m} e^{-W_t/KT}$$

donde $\mu_{i,m}$ es la movilidad límite del ión y W_t la energía de transmisión del ión que determina su transferencia de un estado de energía a otro.

Sustituyendo ambas expresiones en la de la conductividad se obtiene

$$\sigma = A e^{-b/T}$$

donde

$$b = \frac{W_d + W_t}{K}$$

Esta fórmula muestra que contra mayor sea el valor de las energías de disociación y de transición más rápidamente variará la conductividad con la temperatura.

La fórmula de σ es análoga a la que gobernaba la conductividad en los líquidos. El coeficiente a en aquella, sin embargo, venía determinado por la movilidad iónica, que dependía de la viscosidad, mientras que el coeficiente b , aquí, tiene también en cuenta el incremento en el número de iones libres con el incremento en la temperatura. En los sólidos, b tiene un valor que está entre 1.000 y 22.000 grados.

Reemplazando σ por $1/\rho$ se obtendrá la expresión de la dependencia de la resistividad en volumen con la temperatura

$$\rho = B e^{b/T}$$

donde B y b son constantes, características del material dado.

Para la mayor parte de los casos prácticos, cuando se busca la dependencia de σ y ρ con la temperatura, pueden usarse fórmulas aproximadas, en las que la temperatura absoluta se reemplaza por la centígrada. Así tenemos

$$\sigma = \sigma_0 e^{\alpha t}$$

$$\rho = \rho_0 e^{-\alpha t}$$

donde σ_0 y ρ_0 son las conductividades y resistividades, respectivamente, a 0°C y α es el coeficiente de temperatura.

2.2.2.3.2 DEPENDENCIA CON EL TIPO DE SUBSTANCIA.

La conductividad de un sólido y su dependencia con la temperatura depende de la estructura de la sustancia y de su composición. Así, en materiales cristalinos con mallas iónicas la conductividad depende de la valencia de los iones. Los cristales con iones monovalentes tienen una conductividad mayor que los cristales con iones multivalentes. Por ejemplo, la conductividad del Cl Na es mucho mayor que la del Mg O o la del Al_2O_3 .

En algunos cristales, la conductividad es diferente según el eje tomado. Así, el cuarzo posee una conductividad en una dirección paralela a su eje principal aproximadamente 10^3 veces mayor que en una dirección perpendicular a este eje. Para la mayoría de los cristales iónicos el coeficiente b de las fórmulas anteriores es alrededor de 10.000.

En sustancias cristalinas con mallas moleculares (polietileno, parafina) la conductividad es pequeña y viene determinada solo por las impurezas. La conductividad de las sustancias amorfas, por otra parte, viene relacionada preferentemente con su composición.

La conductividad de los polímeros orgánicos depende de un gran número de factores: la composición química y la presencia de impurezas, el grado de polimerización y el grado de vulcanización. Los dieléctricos orgánicos amorfos neutros, como por ejemplo, el poliestireno, tiene una conductividad particularmente pequeña.

Los materiales vitreos inorgánicos (vidrios) constituyen un grupo muy grande de sólidos amorfos. La conductividad de los vidrios viene tan íntimamente relacionada con la composición química que es posible en bastantes casos conocer de antemano el valor de la conductividad.

El cuarzo fundido y el anhídrido bórico fundido poseen una conductividad extremadamente pequeña. Su dependencia con la temperatura es, sin embargo, considerable; el coeficiente $b \approx 22.000$ muestra una gran energía en la malla.

Puede verse que la introducción de óxidos de metales en la composición de un vidrio afecta a la conductividad de varias formas. La Tabla 2.I indica, como ejemplo, la variación de la resistividad de tres vidrios, según las impurezas que se agreguen.

TABLA 2.I

Tipo de vidrio	a T = 200°C
Pirex de sosa	2×10^8
Pirex de potasa	8×10^{11}
Vidrio de plomo	2×10^{12}

2.2.2.3.3 INFLUENCIA DE LA HUMEDAD.

La presencia de humedad, aun en cantidades muy pequeñas, - en dieléctricos porosos sólidos, puede originar un brusco aumento de la conductividad. La resistencia de un material puede aumentarse por secado, pero si una vez seco se le situa en un medio húmedo su resistencia disminuye de nuevo.

2.2.2.3.4 INFLUENCIA DEL CAMPO ELECTRICO.

La conductividad de los sólidos considerada hasta aquí era para valores relativamente bajos del campo. Si se le aplica uno más intenso puede aparecer una cierta corriente electrónica cuyo valor crece - muy por encima de lo que daría la ley de Ohm, con aumentos del campo.

Para campos mayores de 10^5 - 10^6 V/cm esto es, próximos a la ruptura que veremos más adelante, la dependencia de la conductividad con la intensidad del campo puede representarse por la relación empírica

$$\sigma = \sigma_0 e^{\beta E}$$

donde E es el campo, σ es la conductividad en la región en que σ es independiente de E y β un coeficiente que depende del material.

Caso especial es el de las cerámicas en los que cuando la temperatura se hace considerablemente alta hace falta una cuidadosa investigación no solo de sus conductividades para campos débiles y para aplicaciones momentáneas del campo, sino también de cómo dependen las conductividades de la duración del campo para las diferentes temperaturas e intensidades del campo. Así, la dependencia con el tiempo de la resistividad de volumen de cerámicas con titanio tiene una forma muy diferente de la de otros dieléctricos como por ejemplo el cloruro sódico o la calcita. Estos últimos presentan un incremento en la conductividad con el tiempo debido a un efecto denominado polarización por alto voltaje, mientras que las primeras decrecen con el tiempo. Una supresión de la tensión o, un cambio de su polaridad, vuelve la resistividad a su valor inicial.

2.3 PÉRDIDAS EN DIELECTRICOS.

2.3.1 IDEAS BASICAS.

Por pérdidas en dieléctricos se entiende la energía disipada en el dieléctrico por unidad de tiempo cuando actúa un campo eléctrico sobre él originando un calentamiento en el mismo.

Estas pérdidas se observan para voltajes periódicos lo mismo que para constantes. Para una tensión constante, donde no hay polarización periódica, la calidad del material viene determinada, como se vió anteriormente, por los valores de las resistividades superficiales y de

volumen. Para voltajes alternos, sin embargo, han de considerarse otras características para determinar el material ya que entonces, las pérdidas de energía no están determinadas solamente por la conductividad sino por otras causas.

Las pérdidas en dieléctricos pueden representarse por la potencia disipada por unidad de volumen, o por la parte imaginaria de la permitividad compleja, ϵ'' ; más comúnmente, la disipación de energía en un dieléctrico en un campo eléctrico viene caracterizada por el ángulo de pérdidas o por la tangente de este ángulo, la tangente de pérdidas.

El ángulo de pérdidas δ es el ángulo complementario al ángulo de diferencia de fase φ entre la corriente y la tensión en un circuito capacitivo. En el caso de un dieléctrico ideal el vector de corriente en tal circuito precede al de tensión en 90° ; en este caso el ángulo es cero. Cuanto mayor sea la disipación de potencia en el dieléctrico, mayor será el ángulo de pérdidas y de aquí tangente de δ . Unas pérdidas muy altas en un material aislante dan lugar a un fuerte calentamiento en el componente que se ha hecho con él y, finalmente, a su destrucción térmica.

Aún en el caso de que la tensión aplicada no sea tan elevada como para llegar a producir un cierto calentamiento, un valor elevado de las pérdidas no es de cualquier forma deseable, ya que aumenta la resistencia del circuito en el que el dieléctrico pueda ser usado.

2.3.2 NATURALEZA DE LAS PERDIDAS EN DIELECTRICOS.

La naturaleza de las pérdidas en materiales aislantes depende del estado del material, esto es, de que sea sólido, líquido o gaseoso.

Las pérdidas pueden depender del flujo de corriente o, como se vió cuando estudiamos la polarización de la componente resistiva de las corrientes de polarización.

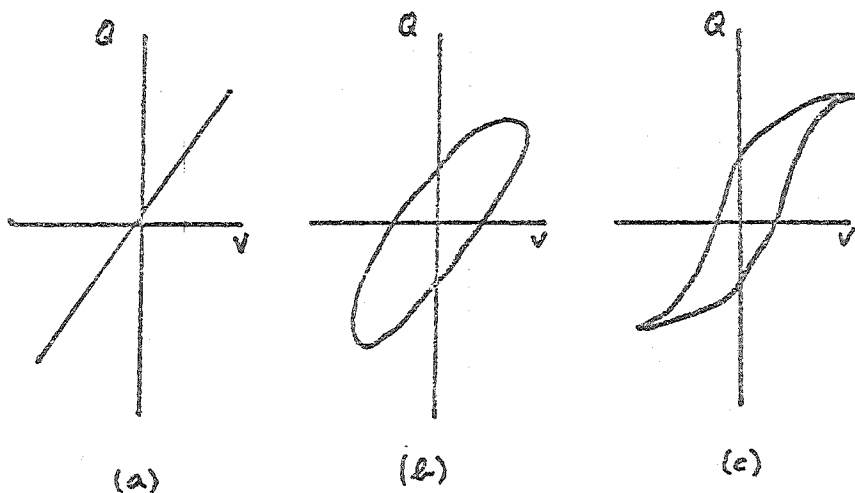


Fig. 2.9.

Cuando se estudian las pérdidas conectadas directamente con la polarización dieléctrica ha de considerarse la dependencia de la carga eléctrica en las placas del condensador entre las que está el dieléctrico dado, con la tensión aplicada al condensador (Fig. 2.9). Cuando no existen pérdidas debidas a la polarización, la carga varía linealmente con el voltaje (Fig. 2.9). Si existe

un tipo de polarización diferida, que viene acompañada con una pérdida de energía, la curva carga-voltaje toma la forma de una elipse (Fig. 2.9.b). El área de esta elipse es proporcional a la cantidad de energía absorbida por el dieléctrico en cada ciclo.

En caso de materiales ferroeléctricos la curva voltaje-carga tiene la forma de un ciclo, similar al de la histeresis en materiales magnéticos (Fig. 2.9.c). Igualmente, en este caso, el área del bucle es proporcional a la pérdida de energía por ciclo.

En materiales aislantes comerciales, aparte de las pérdidas debidas a conductividad y a la polarización diferida, aparecen otro tipo de pérdidas que afectan grandemente a las propiedades eléctricas de los -

dieléctricos. Estas pérdidas se deben a la presencia de impurezas semiconductoras y son considerables aún cuando se encuentren presentes en muy es caso número. Pérdidas adicionales ocurren para altos voltajes debido a la ionización de gas ocluido en el dieléctrico; esto sucede sobre todo para el margen de radiofrecuencia.

El estudio de las pérdidas de energía en un dieléctrico se lleva a cabo muy fácilmente considerando el comportamiento de un condensador con el dieléctrico dado en un circuito de corriente alterna. Lo que se trata es de encontrar el circuito equivalente de un condensador con pérdidas. Este circuito ha de escogerse de forma que para una frecuencia dada la potencia disipada en el circuito sea igual a la potencia disipada en el dieléctrico; la diferencia de fase entre el voltaje y la corriente ha de ser la misma en ambos casos.

El problema puede ser resuelto sustituyendo el condensador con pérdidas por uno sin ellas y con una resistencia en paralelo con él (representación paralelo) o con otra en serie con él (representación serie). Un circuito así no explica, desde luego, el mecanismo de las pérdidas en los dieléctricos y es, únicamente, una pura representación convencional.

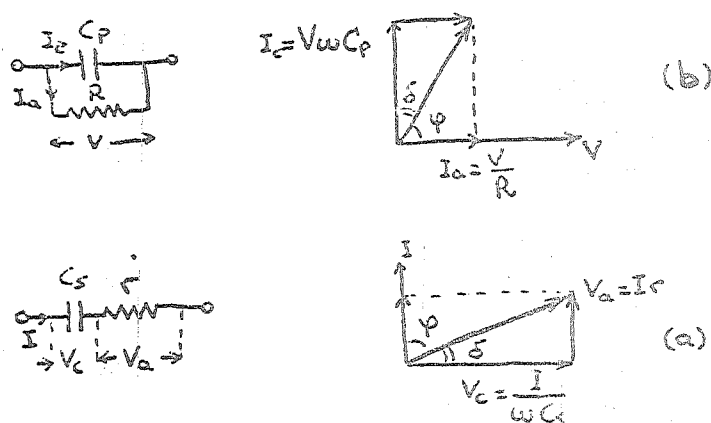


Fig 2.10

Las representaciones serie y paralelo son las mostradas en la Fig. 2.10 a y b. Se muestran también los correspondientes diagramas de corriente y voltaje. Ambos circuitos son equivalentes entre sí; si los correspondientes componentes resistivos y reactivos de las impedancias son iguales uno a otro. Esta condición se satisface si los ángulos de fase entre corriente y voltaje son iguales, e igualmente las potencias. Para el circuito paralelo tenemos

$$\tan \delta = \frac{I_a}{I_c} = \frac{1}{\omega C_p R}$$

$$P_a = V I_a = V^2 \omega C_p \tan \delta$$

y para el serie

$$\tan \delta = \frac{V_a}{V_c} = \omega C_s r$$

$$P_a = I V_a = I^2 r = \frac{V^2 r}{X^2 + r^2} = \frac{V^2 r}{X^2 [1 + \frac{r^2}{X^2}]} = \frac{V^2 C_s \tan \delta}{1 + \tan^2 \delta}$$

Igualando tangentes y potencias obtenemos

$$C_p = \frac{C_s}{1 + \tan^2 \delta}$$

$$R = r \left[1 + \frac{1}{\tan^2 \delta} \right]$$

En dieléctricos de buena calidad $\tan^2 \delta$ puede despreciarse frente a la unidad con lo cual podrá escribirse $C_p \approx C_s = C$. Las expresiones para las potencias serán entonces las mismas para ambos circuitos.

$$P_a = V^2 \omega C \tan \delta$$

donde P_a viene dado en watios, V en voltios, w en seg^{-1} y C en faradios.

Se obtiene así, que para una tensión alterna, en contraposición con una continua, el valor convencional de la capacidad de un dieléctrico con unas pérdidas depende de qué circuito equivalente se toma. Lo mismo se aplica a la permitividad del dieléctrico.

La resistencia R en la representación paralelo, según puede verse de las expresiones anteriores, es mucho mayor que r . El ángulo de pérdidas, sin embargo, no depende del circuito tomado.

Los parámetros del circuito equivalente (C_p y R o C_s y r) del dieléctrico bajo estudio y que hayan sido determinados por algún método para una cierta frecuencia, no pueden usarse, en general, para calcular el ángulo de pérdidas para otra frecuencia.

2.3.3 TIPOS DE PERDIDAS EN DIELECTRICOS.

Las pérdidas en dieléctricos pueden dividirse en los cuatro tipos siguientes de acuerdo con su naturaleza física y peculiaridades,

- a. Pérdidas debidas a la polarización.
- b. Pérdidas debidas a la conductividad.
- c. Pérdidas debidas a inhomogeneidades estructurales.
- d. Pérdidas debidas a ionización.

2.3.3.1

Las pérdidas debidas a la polarización ocurren preferentemente en materiales que poseen polarización por orientación, esto es, en dieléctricos con estructura polar.

Las pérdidas por orientación se deben a perturbaciones del movimiento térmico de las partículas a causa del campo eléctrico externo. Esta perturbación conduce a una pérdida de energía y a un calentamiento del dieléctrico. Estas pérdidas aumentan con la frecuencia del voltaje aplicado enhiendo máximos en su dependencia con la frecuencia y la temperatura originados por el tiempo de orientación (Fig. 2.3). Según incrementa la temperatura la frecuencia del máximo se desplaza hacia frecuencias superiores.

Las pérdidas que ocurren en materiales ferroeléctricos vienen relacionadas con el fenómeno de la polarización espontánea. Las pérdidas en ferroeléctricos son así considerables a temperaturas por debajo de la temperatura de Curie y crecen con la frecuencia. Temperaturas superiores a la de Curie hacen decrecer las pérdidas.

Además de las pérdidas debidas a la polarización existe también las denominadas por resonancia que ocurren para frecuencias dentro del rango de las microondas y las ópticas (Fig. 2.3). Este tipo de pérdidas ocurre en particular en un cierto tipo de gases dando lugar a una fuerte absorción de energía del campo eléctrico.

Las pérdidas por resonancia son también posibles en los sólidos, si la frecuencia de las oscilaciones forzadas producidas por el campo eléctrico coinciden con las frecuencias naturales de oscilación de las partículas del sólido. Aparece también un máximo en la dependencia con la frecuencia de $\tan \delta$ pero en este caso la temperatura no tiene ningún efecto en la posición del máximo.

2.3.3.2

Las pérdidas debidas a la conductividad se presentan en dieléctricos que posean una conductividad superficial o en volumen apreciables. Si las pérdidas debidas a otros mecanismos no tienen mucha importancia, la tangente de pérdidas pueda, en este caso, calcularse a partir de

$$\tan \delta = \frac{1.8 \times 10^{12}}{2 \cdot f \cdot \rho}$$

donde ϵ' , ϵ'' y ρ tienen los significados ya conocidos.

Aunque no lo demostramos aquí, diremos que la potencia disipada de esta manera no depende de la frecuencia aplicada aunque la tangente de δ decaiga inversamente con ella. Las pérdidas aumentan exponencialmente con la temperatura de acuerdo con la relación

$$P_{a,t} = A e^{-b/T}$$

donde A y b son constantes del material, o

$$P_{a,t} = A e^{-b/T} = P_{a,0} e^{-\alpha t}$$

donde $P_{a,0}$ representa las pérdidas a una temperatura t_0 , $P_{a,0}$ representa las pérdidas a 0°C , α es una constante del material y t la temperatura en $^\circ\text{C}$, α varía de forma análoga.

2.3.3.3 Las pérdidas debidas a ionización son peculiares de los dieléctricos gaseosos. Estas pérdidas aparecen en campos eléctricos no uniformes con valores superiores a los correspondientes al comienzo de la ionización en el gas. No los detallamos más aquí ya que se verán en la parte correspondiente a la Teoría Cinética de los gases.

2.3.3.4 Las inhomogeneidades en la estructura de un dieléctrico, debidas a impurezas aleatorias o a compuestos aislados introducidos deliberadamente en el dieléctrico para cambiar sus propiedades de una forma determinada, pueden dar lugar a la aparición de pérdidas adicionales. Las impurezas en un dieléctrico están compuestas, principalmente, de materiales semiconductores, por ejemplo, óxidos reducidos en el dieléctrico o contaminados durante su fabricación.

Ejemplos de dieléctricos con inhomogeneidades son el papel impregnado, plásticos con impurezas y aislantes porosos con aire humedad. Debido a la gran variedad de estructuras dieléctricas inhomogéneas y a las características particulares de cada componente no existe una fórmula general para el cálculo de las pérdidas en estos casos.

2.3.4 PERDIDAS EN DIELECTRICOS SEGUN SU ESTADO.

2.3.4.1 DIELECTRICOS GASEOSOS.

Las pérdidas en dieléctricos gaseosos, aunque pueden tener importancia, como es el caso de un gas ocluido en un aislante sólido, no serán vistas aquí ya que serán detalladas más adelante en Teoría Cinética de los Gases.

2.3.4.2 DIELECTRICOS LIQUIDOS.

En líquidos neutros, sin impurezas de moléculas dipolares, las únicas pérdidas posibles son las debidas a la conductividad, y ya es, por lo general, muy pequeña, las pérdidas también lo serán. Un ejemplo lo tenemos en el caso del aceite mineral cuidadosamente purificado que en algunos tipos de condensadores. En este caso, el valor de $\tan \delta$ es muy pequeño y puede obtenerse de la fórmula dada en 2.3.3.2.

Los líquidos polares, según las condiciones externas (temperatura y frecuencia), pueden presentar pérdidas apreciables debido a la polarización por orientación de dipolos, además de las debidas a la conductividad. Una peculiaridad de este tipo de dieléctricos es su dependencia de las pérdidas con la viscosidad. Esto es lógico pensando en el tipo de mecanismo que da lugar a la polarización por rotación. Si las moléculas dipolares han de seguir a un campo variable y han de rotar en un

medio viscoso, la fricción dará lugar a pérdidas que se traducirán en calor. Si la viscosidad es muy alta, las moléculas no podrán seguir al campo y la polarización dipolar prácticamente desaparecerá. Lo contrario ocurrirá si la viscosidad es pequeña. Como consecuencia de todo ello, puede verse experimentalmente que en líquidos con una viscosidad media, las pérdidas pueden ser elevadas alcanzando un máximo para una cierta temperatura. Temperaturas superiores harán descender el valor de la viscosidad y así, de las pérdidas y temperaturas inferiores aumentarán la viscosidad con lo que ocurrirá lo dicho anteriormente. Es máximo, como es lógico, dependerá en cuanto a su posición se refiere, también de la frecuencia del campo aplicado, desplazándose hacia temperaturas más altas para mayores frecuencias.

2.3.4.3 DIELECTRICOS SOLIDOS.

Las pérdidas en dieléctricos sólidos dependen de la estructura del material. Y ya que los sólidos poseen una gran cantidad de estructuras y composiciones serán posibles todos los tipos de pérdidas.

Por conveniencia, las pérdidas en dieléctricos sólidos se dividen en cuatro grupos: los de dieléctricos con estructura molecular, los de los con estructura iónica, los en ferroeléctricos y los de dieléctricos con estructura irregular.

2.3.4.3.1

Las pérdidas en dieléctricos con estructura molecular dependen del tipo de molécula. En el caso de moléculas no polares en sustancias sin impurezas, estas pérdidas son insignificantes. En dieléctricos neutros, como ya se ha dicho, solo aparece polarización electrónica. Ejemplos de tales dieléctricos son la parafina, el azufre y los polímeros no polares tales como el polietileno, el politetrafluoroetileno (PTFE), el poliestireno, etc. Debido a sus reducidas pérdidas estos dieléctricos son ampliamente usados en altas frecuencias.

Los dieléctricos con estructura molecular compuestos por moléculas polares son, principalmente sustancias orgánicas. Estos incluyen materiales basados en la celulosa, como el papel, el cartón, los polímeros polares, tales como el polimetilmetacrilato (perspex), los poliamidas, tales como el nylon, los poliuretanos, los materiales derivados del caucho (por ejemplo ebonita), resinas fenolformaldeidos (por ejemplo baquelita), ésteres de la celulosa (por ejemplo acetato de celulosa) y un gran número de otros materiales. Debido a la presencia de polarización del tipo de orientación de dipolos, todos estos materiales poseen altas pérdidas sobre todo en radiofrecuencia.

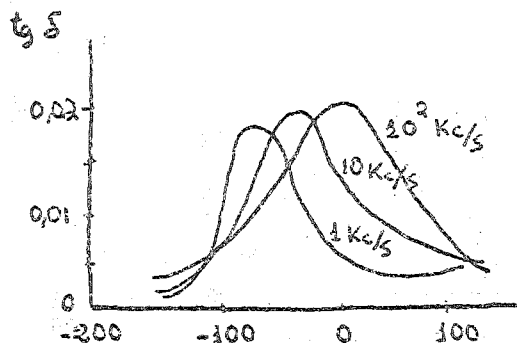


Fig. 2.11

Este tipo de pérdidas depende de la temperatura, presentando un máximo y un mínimo, siendo debida la presencia de este último a la aparición de un nuevo tipo de pérdidas, principalmente las debidas a conductividad. La Fig. 2.11 muestra las curvas de variación de $\tan \delta$ con la temperatura y la frecuencia para el papel.

2.3.4.3.2

Las pérdidas en dieléctricos con estructura iónica están íntimamente relacionadas con la forma en que los iones están dispuestos en la malla. En materiales cristalinos con iones agrupados densamente, las pérdidas son muy pequeñas (en ausencias de impurezas). Según crece el valor de la temperatura aparecen pérdidas debidas a la conductividad. Entre estos materiales se encuentran numerosos compuestos inorgánicos cristalinos de gran importancia para la fabricación de la cerámica, por ejemplo, el corundum que se emplea en la preparación de ciertas porcelanas.

nas. Un ejemplo de un compuesto de este tipo es el cloruro sódico, que en forma cristalina posee pérdidas insignificantes pero al que la menor traza de impureza en la malla origina en brusco aumento en las pérdidas.

Dieléctricos con estructura cristalográfica poco densa incluyen un cierto número de sustancias cristalinas que poseen polarización por orientación que da lugar a pérdidas de mayor valor. Ejemplos de tales materiales son la cordierita, la alúmina β , la alúmina γ y el zirconio, todos ellos usados en la fabricación de cerámicas.

Ya que en la mayoría de cerámica que se usan en ingeniería eléctrica el número de iones que intervienen en la polarización por orientación aumenta continuamente con la temperatura (Sec. 2.1) no aparece máximo para $\tan \delta$. Así, la dependencia de $\tan \delta$ con la temperatura es similar a la de la conductividad, pudiendo ajustarse, en una primera aproximación, por una exponencial. La

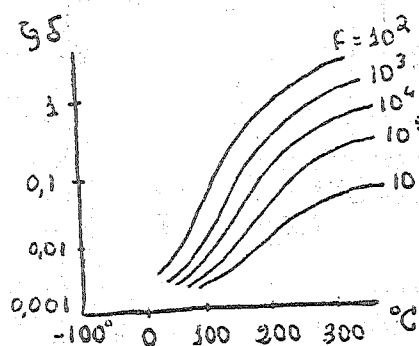


Fig 2.12

Fig. 2.12 muestra una variación típica de la $\tan \delta$ en función de la temperatura y para varias frecuencias. Como puede verse, cuanto menor es la frecuencia, la variación es más rápida.

2.3.4.3.3

Las pérdidas en sólidos con estructura no homogénea presentan gran interés en su estudio ya dentro de ellos se encuentran las cerámicas y como ya es sabido, estas son de importancia primordial en la técnica electrónica.

Por lo general, estos sólidos están compuestos por dos o más compuestos mezclados. Cualquier cerámica es así, un sistema multifase compuesto de fases cristalinas, vitreas y gaseosas. Las pérdidas de una cerámica dependen así de la proporción relativa en que intervengan las fases cristalina y vitrea. La fase gaseosa aumenta las pérdidas para altas intensidades del campo eléctrico debido a la ionización. Las pérdidas en una cerámica puede aumentarse también si se encuentran presentes impurezas semiconductoras introducidas durante el proceso de fabricación. Igualmente aumentan por adsorción de humedad debido a la porosidad del material.

Otro material no homogéneo con bastante interés es la mica, que presenta una estructura laminar. La presencia de capas semiconductoras de agua origina un aumento de $\tan \delta$ a bajas frecuencias.

El papel impregnado puede considerarse también como un dieléctrico no uniforme. Un papel de este tipo contiene aparte de fibras de celulosa, materiales impregnantes de varias composiciones. Las pérdidas son entonces debidas a las propiedades eléctricas de ambos componentes y a sus proporciones relativas.

2.4 RIGIDEZ DIELECTRICA.

2.4.1 CARACTERISTICAS GENERALES DE LA RIGIDEZ.

Todos los dieléctricos, cuando se introducen en un campo eléctrico, pierden sus propiedades aislantes si la intensidad del mismo es superior a un cierto valor crítico. Este fenómeno se denomina rigidez dieléctrica. La tensión a la que ocurre se llama tensión de ruptura y al campo correspondiente, intensidad de ruptura. El voltaje de ruptura se

designa por V_b y se mide generalmente en kilovoltios. El campo vendrá de terminado por V_b y el espesor del dieléctrico en el punto de la ruptura a través de

$$E_b = \frac{V_b}{h}$$

donde h es el espesor del dieléctrico dado en cm. o en mm.

La ruptura en un gas se debe a colisiones y a fotoionización. En campos uniformes, la ruptura ocurre de pronto, pero en campos no uniformes la ruptura viene precedida por un efecto de corona.

La ruptura en los líquidos ocurre debido a un proceso de calentamiento o de ionización. Uno de los factores que más contribuyen es la presencia de impurezas en el líquido.

La ruptura en los sólidos puede ser causada por procesos o términos originados por el campo eléctrico.

La ruptura eléctrica está relacionada con un proceso electrónico en el dieléctrico que ocurre en campos eléctricos intensos y que da lugar a un aumento brusco en la densidad de corriente en el momento de producirse dicha ruptura. La ruptura térmica es el resultado de una disminución en la resistencia del dieléctrico debido al calentamiento por el campo eléctrico; esta disminución de resistencia da lugar a un incremento en la corriente, a un posterior calentamiento y así sucesivamente hasta que ocurre la destrucción térmica. Si el voltaje de ruptura se aplica de forma continuada pueden ocurrir también procesos electroquímicos.

2.4.2 RUPTURA EN GASES.

El aire, como aislante, se emplea en todos los instrumentos electrónicos. En la mayor parte de los casos, cuando el aparato próximo a la superficie terrestre, es necesario considerar solo lo que ocurre a la presión atmosférica. Pero una serie de aplicaciones modernas, tales como la instrumentación para satélites o la depositada en el fondo del mar, hace que sea necesario también considerar lo que ocurre a bajas y altas presiones, ya que la respuesta del equipo puede ser muy diferente. No veremos aquí la influencia de la presión sobre la rigidez dieléctrica de los gases ya que se verá ampliamente cuando se trate la Teoría Cinética de los Gases ni tampoco, por la misma razón, lo que ocurre a presión normal. Solo hacemos constancia de este hecho remitiendo al lector a la parte correspondiente.

2.4.3 RUPTURA EN DIELECTRICOS LIQUIDOS

Los líquidos poseen voltajes de ruptura muy superiores a los gases en condiciones normales. De hecho, es muy difícil llegar a la ruptura en un líquido puro. Sin embargo, siempre existen gases y pequeñas partículas en los líquidos. La presencia de estas impurezas complica grandemente el fenómeno de la ruptura en líquidos haciendo muy difícil elaborar una teoría de la misma en ellos. De hecho, existen un gran número de teorías acerca del mecanismo. No nos detendremos en este punto ya que con respecto a las aplicaciones electrónicas, salvo en algunos casos, no es un problema crucial.

2.4.4 RUPTURA EN DIELECTRICOS SOLIDOS

Existen cuatro tipos de ruptura en dieléctricos sólidos:

- a) Ruptura eléctrica de dieléctricos homogéneos macroscópicamente.
- b) Ruptura eléctrica de dieléctricos no homogéneos.
- c) Ruptura térmica.
- d) Ruptura electroquímica.

Cada uno de estos mecanismos de ruptura puede ocurrir en un determinado material de acuerdo con la naturaleza del campo eléctrico - (según sea continuo, alterno, pulsado, de alta o baja frecuencia, etc) con la presencia de defectos, de poros, con la temperatura, con el tiempo que está actuando el voltaje, etc.

Estudiaremos a continuación, brevemente, cada uno de estos tipos.

2.4.4.1 RIGIDEZ DIELECTRICA DE DIELECTRICOS HOMOGENEOS.

Este tipo de ruptura se desarrolla rápidamente. Normalmente no tarda más de 10^{-7} - 10^{-8} seg. en ocurrir. No depende de la energía térmica, aunque la tensión de ruptura puede depender algo de ella, apareciendo en los momentos iniciales unos pequeños canales muy finos a través del dielectrico.

Esta ruptura es por naturaleza un proceso puramente electrónico donde unos pocos electrones inician una avalancha de ellos. De acuerdo con las nuevas teorías, estos electrones disipan su energía cinética, obtenida a partir del campo eléctrico, excitando vibraciones elásticas en la malla cristalina. Cuando los electrones alcanzan una cierta velocidad crítica, pueden llegar a liberar nuevos electrones con lo que el estado estacionario queda roto, esto es, aparecerá una ionización por colisión.

2.4.4.2 RIGIDEZ DIELECTRICA EN DIELECTRICOS NO HOMOGENEOS.

Este tipo de ruptura es característico de los dieléctricos comerciales que en la mayor parte de los casos contienen algo de gas ocluido. Igual que la ruptura vista en 2.4.4.1 se desarrolla muy rápidamente. Las tensiones de ruptura de los dielectricos no homogéneos en un campo uniforme son, por lo general, muy similares, y también muy poco dependiente de la temperatura.

2.4.4.3 RIGIDEZ DIELECTRICA ELECTROQUIMICA.

La ruptura electroquímica de los materiales dieléctricos es particularmente importante para altas temperaturas y altos valores de la humedad. Esta forma de ruptura aparece para voltajes continuos y de baja frecuencia cuando ocurre un proceso electrolítico en el material debido a una disminución irreversible de la resistencia de aislamiento. Igualmente puede aparecer a altas frecuencias si tiene lugar una ionización del gas en los poros del material, acompañada por efectos térmicos y reducción, por ejemplo, de óxidos de metales contenidos en la cerámica.

Requiere un cierto tiempo para su aparición ya que está relacionada con un proceso de conducción.

2.4.4.4 RIGIDEZ DIELECTRICA TERMICA.

Esta ruptura aparece siempre que la cantidad de calor desarrollada en dieléctrico debida a las pérdidas es superior a la que puede disiparse en las condiciones presentes. En tales casos, el equilibrio térmico es perturbado y se origina un calentamiento.

El fenómeno de la ruptura térmica es así simplemente el calentamiento del material en un campo eléctrico a una temperatura en la que puede fundirse, desintegrarse, carbonizarse, etc. El valor de la intensidad de ruptura qué depende, no solo del material sino también -

de muchos otros factores, como la frecuencia, la refrigeración, la temperatura del medio ambiente y la resistencia térmica del medio.

El valor de la rigidez dieléctrica decrece según aumenta la temperatura y ésta a su vez depende de la situación en que se encuentre el material. La temperatura de un aislante, por ejemplo, colocado en un campo de alta frecuencia, se estabiliza cuando el calor generado es igual al disipado. La mayor parte de las veces el calor es disipado por convección; así ocurre en los condensadores cerámicos, por ejemplo. Igualmente puede ser eliminado por conducción a través de los cables terminales. Como puede verse hay una serie de factores que es necesario tener en cuenta en cualquier diseño. No nos detendremos más aquí, ya que el tema es bastante largo y complejo.



Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación
CATEDRA DE MATERIALES, COMPONENTES Y TECNOLOGIA

Ciudad Universitaria
Madrid - 3

MATERIALES MAGNETICOS:
TEORIA Y APLICACIONES

J.A. MARTÍN PEREDA

Febrero, 1975.

3. MATERIALES MAGNETICOS

=====

3.0 INTRODUCCION.

Los materiales magnéticos presentan una importancia ^{capital} en la mayor parte de los circuitos electrónicos, sobre todo en los no integrados. Es bastante difícil encontrar un equipo que no precise de un transformador o de una bobina; y el material magnético sobre el que van a estar constituidos puede alterar de forma total las propiedades de los mismos, calculadas estas teóricamente sin tener en cuenta las propiedades de los núcleos. Igual que en el caso de los dieléctricos, es así necesario conocer perfectamente cuáles son las propiedades de los materiales magnéticos usados si se desea obtener un rendimiento adecuado y un aprovechamiento lo más completo posible de las señales en juego. Una elección no muy pensada del material para el núcleo de un transformador puede llegar a hacer que la señal que se pretendía pasar por el mismo se invierta en pérdidas en el transformador o que aparezca a la salida totalmente distorsionada. Todo ello justifica pues el realizar un estudio, sinó completo, al menos lo más amplio posible.

Dividiremos por ello nuestro estudio en dos partes esenciales. Una primera en la que se vean de forma algo teórica los diferentes tipos de magnetismo que se pueden presentar y una segunda en la que el estudio quede centrado en torno a los materiales magnéticos de más frecuente uso.

3.1.1 CONCEPTOS GENERALES DE MAGNETISMO.

Repasaremos aquí, muy brevemente, algunos conceptos de Magnetismo que ya se deben conocer de Física General pero que aquí ^{mas} serán empleados de forma amplia a como se hizo en Física.

En un campo magnético uniforme \vec{B} el momento $\vec{\mu}$ sobre un dipolo magnético de momento dipolar \vec{P}_m es

$$\vec{\mu} = \vec{P}_m \times \vec{B} \quad (1.1)$$

esto es, el producto vectorial de \vec{P}_m y \vec{B} . Los imanes en forma de barra y todo tipo de corrientes circulares poseen momento dipolares. Así, un pequeño anillo de corriente I que encierre un área A tendrá un momento dipolar,

$$\vec{P}_m = I \vec{A} \quad (1.2)$$

donde el vector \vec{A} tiene una magnitud igual al área encerrada y una dirección normal a esta área. Si el anillo tiene N espiras, la parte izquierda de la ecuación anterior habrá de multiplicarse por este N .

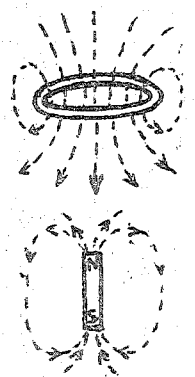


Fig. 1.1

Un imán con forma de barra, posee también un momento dipolar. El campo que le rodea es muy similar al del anillo como puede verse en la Fig. 1.1. Por analogía con el dipolo eléctrico es útil a veces imaginar la existencia de polos magnéticos. En función de estos es frecuente a veces encontrar que el momento magnético de una barra con dos polos de magnitudes m y $-m$ separados por una distancia l es ml . Esto no quiere decir que dichos polos tengan existencia real ya que, al menos por ahora, las investigaciones para encontrar un monopolio magnético, aislado de su opuesto, han fracasado; siempre han de coexistir un $+m$ y un $-m$.

Para obtener la energía potencial del dipolo en un campo magnético es necesario integrar la Ec. 1.1. obteniéndose

$$U = -\vec{P}_m \cdot \vec{B} + \text{cte} \quad (1.3)$$

De esta ecuación puede obtenerse la fuerza sobre el dipolo. Para una dimensión, la fuerza es

$$F_x = \vec{P}_m \cdot \frac{d\vec{B}}{dx} \quad (1.4)$$

Así en campos homogéneos, no existe fuerza neta sobre el dipolo, pero puede existir un momento.

3.1.2 MAGNETIZACION.

En el espacio libre, la inducción \vec{B} se relaciona con la intensidad del campo H mediante la expresión

$$B = \mu_0 H \quad (1.5)$$

donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ henrios/metro; μ_0 es la denominada permeabilidad del vacío. En un material sólido

$$B = \mu H \quad (1.6)$$

donde μ es, en general diferente de μ_0 . Esta última ecuación puede expresarse también como

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu H \quad (1.7)$$

M es la denominada magnetización del sólido. Así, el sólido puede decirse que es, de alguna forma, responsable de la aparición de una inducción magnética extra de valor $\mu_0 M$ en adición de la inducción del espacio libre $\mu_0 H$. Es posible mostrar que M es la densidad de momento dipolar magnético, esto es, el momento dipolar por unidad de volumen. Con ello podemos mirar a la magnetización como resultante de la aparición de dipolos magnéticos en el sólido cuando se introduce este en un campo magnético.

La magnetización de un sólido puede describirse también con otros términos. El coeficiente μ/μ_0 es la permeabilidad relativa μ_r .

$$\mu_r \equiv \frac{\mu}{\mu_0} \quad (1.8)$$

Ya que la magnetización es proporcional al campo aplicado, el factor de proporcionalidad, denominado susceptibilidad, viene dado por

$$\chi_m = \frac{M}{H} \quad (1.9)$$

y de aquí

$$\mu_r = 1 + \chi_m = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (1.10)$$

como vemos, se necesita conocer solamente un parámetro, bien M , χ_m , μ_r o μ en función de H , para especificar los demás.

3.1.3 UNIDADES MAGNETICAS.

Las expresiones anteriores han sido dadas en el sistema MKS racionalizado, H y M se miden en amperios por metro y B en webers

NOTA: aunque se emplea usualmente la misma notación para el momento y la permeabilidad no suele conducir a ambigüedades.

por metro cuadrado. La permeabilidad tiene las dimensiones de webers por amperio-metro, o henrios por metro. La susceptibilidad y la permeabilidad relativa no tienen dimensiones. Pero en publicaciones y trabajos de investigación es más usual emplear unidades cgs. Para pasar de unas a otras, las siguientes reglas son útiles

H. Multiplicar amperios/metro por $4\pi \times 10^{-3}$ para obtener oerstedes.

B. Multiplicar webers/(metro)² por 10^4 para obtener gauss

M. Multiplicar amperios/metro por 10^{-3} para obtener oersteds.

6 Multiplicar webers/(metro)² por 796 para obtener emu/cm³ (*)

En el sistema gaussiano, la permeabilidad del vacío es $\mu_0 = 1$ y las ecuaciones anteriores pasan a ser

$$B = \mu H = H + 4\pi M$$

$$\mu = 1 + 4\pi \chi_m$$

(*) (si la definición fué $B = \mu_0 H + M$)

3.2 DIAMAGNETISMO Y PARAMAGNETISMO.

3.2.1 INTRODUCCION.

Mediante los métodos apropiados pueden medirse las propiedades magnéticas de cualquier sustancia y clasificarla, de acuerdo con las medidas obtenidas en diamagnética, paramagnética, antiferromagnética o ferrimagnética. Veremos aquí, para establecer tal división, los valores que puedan tener las susceptibilidades y las magnetizaciones de saturación; veremos también la variación de dichos valores con la temperatura ya que dichas variaciones serán las que darán la clave del tipo de sustancia magnética con la que se trate.

Las propiedades magnéticas en que nos detendremos aquí son las debidas enteramente a los electrones de los átomos, que tienen un momento magnético en virtud de su movimiento. El núcleo tiene también un pequeño momento magnético, pero es insignificante en comparación con el de los electrones y no afectará a las propiedades magnéticas globales.

3.2.2 MOMENTOS MAGNETICOS DE LOS ELECTRONES.

Hay, como ya se sabe, dos clases de movimientos en los electrones, el orbital y el de espín y cada uno tiene un momento magnético asociado con él.

El momento orbital de un electrón alrededor del núcleo puede tomarse como originado por una corriente en un arrollamiento circular que no posea resistencia. El momento magnético de un electrón, debido a este movimiento, puede calcularse mediante

$$\mu = (\text{area del bucle}) (\text{corriente})$$

Para evaluar μ deberemos conocer la forma y tamaño de la órbita y la velocidad del electrón. En la teoría original de Bohr (1913) el electrón se supone animado de una velocidad v en una órbita circular de radio r . Si es e la carga del electrón en esu y c la velocidad de la luz, entonces e/c es la carga emu.

La corriente, o carga que pasa por un determinado punto por unidad de tiempo, es

$(\frac{e}{c}) (v/2\pi r)$ con lo que

$$\mu(\text{órbita}) = \pi r^2 \frac{ev}{2\pi rc} = \frac{evr}{2c} \quad (2.1)$$

Un postulado adicional de la Teoría fué que la cantidad de movimiento angular del electrón debería ser un múltiplo entero de $\hbar (=h/2\pi)$ donde h es la constante de Plank. Con ello

$$m v r = n h/2\pi \quad (2.2)$$

y combinándolas se obtiene

$$\mu(\text{órbita}) = \frac{e h}{4\pi m c} \quad (2.3)$$

para el momento magnético del electrón en la primera órbita de Bohr ($n=1$).

El espin del electrón fué postulado en 1.925 para explicar ciertas características de los espectros ópticos, particularmente en el caso de gases introducidos en un campo magnético (efecto Zeeman). El espin es una propiedad general de los electrones en todos los estados de la materia y para todas las temperaturas. El electrón se comporta como si estuviera rotando en torno a su propio eje, al mismo tiempo que gira en torno al núcleo, y asociado con esta rotación hay un cierto valor de momento magnético y de cantidad de movimiento angular. Experimental y teóricamente puede obtenerse que el momento magnético debido al espin tiene un valor de

$$\mu(\text{espin}) = \frac{eh}{4\pi m c} = 0,927 \times 10^{-20} \text{ erg/oe} \quad (2.4)$$

Se ve que este valor es exactamente el mismo que el debido al movimiento en la primera órbita de Bohr. Debido a ello, esta cantidad fundamental, tiene un símbolo especial μ_B y un nombre propio, el magnetón de Bohr. Así

$$\mu_B = \text{magnetón de Bohr} = \frac{eh}{4\pi m c} = 0,927 \times 10^{-20} \text{ erg/oe} \quad (2.5)$$

que tomaremos desde ahora como unidad natural de momento magnético, - de la misma forma que la carga e del electrón es la unidad natural de carga eléctrica.

3.2.3 NOMENTOS MAGNETICOS DE LOS ATOMOS.

Los átomos contienen un cierto número de electrones cada uno rotando en torno a su eje y girando en su propia órbita. El momento magnético asociado con cada tipo de movimiento es una cantidad vectorial, paralela al eje del espin y normal al plano de la órbita, respectivamente. El momento magnético del átomo será la suma vectorial de todos los momentos electrónicos y aparecen así dos posibilidades:

- 1.- Que los momentos magnéticos de todos los electrones estén orientados de forma que se cancelen entre sí y el átomo, - como un todo, no posee así momento magnético. Esta condición conduce al diamagnetismo.
- 2.- La cancelación de los momentos electrónicos es solamente parcial y el átomo queda con un momento magnético neto. Substancias compuestas de átomos de este tipo son para, ferro, antiferro y ferrimagnéticas.

3.2.4 TEORIA DEL DIAMAGNETISMO.

Un diamagnético es una substancia que presenta lo que podíamos denominar un magnetismo negativo. Aunque está compuesta de átomos sin momento magnético neto, reacciona de una forma muy particular a un campo aplicado.

Consideremos una órbita electrónica particular normal a un campo magnético externo. El movimiento del electrón, según vimos, es equivalente a la corriente en un bucle y tan pronto como el campo crece desde cero, el cambio de flujo a través del bucle, induce una fem \mathcal{E} en el bucle de valor (ley de Faraday)

$$\mathcal{E} = -10^{-8} \frac{d\phi}{dt} = -10^{-8} \frac{d(HA)}{dt} \text{ vols} \quad (2.6)$$

donde A es el área bucle. Como indica el signo menos, esta fem actúa de forma que se opone al cambio de flujo (ley de Lenz). Esto puede conseguirse decreciendo la corriente en el bucle, o en otras palabras, la velocidad del electrón. El resultado es una disminución del momento magnético del bucle.

La órbita del electrón no se supone solo que actúe como un bucle de corriente sino que también que actúa como un hilo sin resistencia. Por ello, el cambio en la corriente producido por \mathcal{E} (1) sea finita tan solo mientras el campo aplicado cambie de 0 a H. El momento no es pues momentáneo. El momento magnético decrece en tanto que el H actúe.

Calculemos el cambio en momento para una simple órbita. Si es E la intensidad del campo eléctrico actuando alrededor de una órbita circular de longitud entonces

$$E = \frac{\mathcal{E}}{l} = -10^{-8} \frac{A}{l} \frac{dH}{dt} = -10^{-8} \frac{\pi r^2}{2\pi r} \frac{dH}{dt} = -10^{-8} \frac{r}{2} \frac{dH}{dt} \text{ volts/m} \quad (2.7)$$

la fuerza ejercida sobre el electrón por este campo es

$$F = 10^8 E (e/c) = m a \text{ dinas} \quad (2.8)$$

$$a = \frac{dv}{dt} = 10^8 \frac{Ee}{mc} = - \frac{er}{2mc} \frac{dH}{dt} \text{ cm/s}^2 \quad (2.9)$$

integrando de 0 a H y suponiendo que el radio de la órbita no cambia, tenemos

$$\int_{v_1}^{v_2} dv = - \frac{er}{2mc} \int_0^H dH \quad (2.10)$$

$$v_2 - v_1 = \Delta v = - \frac{erH}{2mc} \text{ cm/seg.} \quad (2.11)$$

que llevado a μ (órbita) = $\frac{evr}{2c}$ da

$$\Delta\mu = \frac{er\Delta v}{2c} = - \frac{e^2 r^2 H}{4 mc^2} \text{ erg/oe} \quad (2.12)$$

Resultando que únicamente podrá aplicarse cuando el plano de la órbita sea perpendicular al campo aplicado. Teniendo en cuenta todas las posibles direcciones el resultado variaría algo en cuanto a las constantes que aparecen se refiere, pero las magnitudes fundamentales no variarían.

3.2.5 SUBSTANCIAS DIAMAGNETICAS.

Como se ha visto, uno de los requerimientos que han de poseer las sustancias diamagnéticas es que sus átomos posean sus momentos orbitales y de espín orientados de forma que el total del átomo sea nulo. Por ello, los gases nobles monoatómicos, tales como He, Ne, A, - etc. que tienen estructuras electrónicas con niveles llenos, serán todos diamagnéticos.

Idénticos argumentos pueden aplicarse a sólidos iónicos como el Cl Na, y a enlaces covalentes que dan lugar a órbitas completas, como C (diamante), Si y Ge.

A pesar de todo ello los razonamientos no pueden generalizarse a todos los gases o todos los sólidos iónicos o covalentes. Cuando lo son o cuándo no lo son puede verse en libros especializados sobre todo en magnetoquímica. No nos detendremos más aquí en el tema ya que, por el momento, los diamagnéticos no presentan mucho interés en nuestro campo.

3.2.6 TEORIA CLASICA DEL PARAMAGNETISMO.

Las primeras medidas sistemáticas de la susceptibilidad para un número muy elevado de sustancias fueron hechas por Curie hacia 1.895. Encontró que la susceptibilidad era independiente de la temperatura en los diamagnéticos, pero que variaba inversamente con la temperatura absoluta para los paramagnéticos, de acuerdo con

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (2.13)$$

Esta relación es la ley de Curie siendo C la constante de Curie por gramo. Un poco más tarde se vio que era un caso particular de una ley más general

$$\chi = \frac{C}{T - \theta} \quad (2.14)$$

denominada ley de Curie-Weiss. θ es una constante que depende del cuerpo. La explicación teórica fue dada por Langevin en 1.905. Cualitativamente es simple. Supuso que un paramagnético consiste en átomos o moléculas cada una de las cuales posee el mismo momento magnético neto μ . En ausencia de campo magnético externo, estos momentos atómicos apuntan desordenadamente en todas las direcciones posibles cancelándose de forma que la magnetización de la muestra es cero. Cuando se aplica un campo, hay una tendencia para que cada momento atómico gire en la dirección del campo; si no existiera fuerza en contra, aparecería un completo alineamiento de los momentos con lo que el material, como un todo, adquiriría un momento de alto valor en la dirección del campo. Pero debido a la agitación térmica de los átomos esta tendencia se atenúa manteniéndose los átomos con sus momentos apuntando direcciones parcialmente aleatorias.

El resultado es que se produce un alineamiento parcial en la dirección del campo y por ello una susceptibilidad positiva pero de pequeño valor. El efecto de un aumento de temperatura es incrementar el efecto de aleatoriedad y por ello decrecer la susceptibilidad.

Consideremos ahora algunos aspectos cuantitativos de la teoría, no porque sean de importancia práctica las propiedades magnéticas del paramagnetismo, sino porque de la teoría del paramagnetismo se pasa de forma natural a la teorías del ferro y ferrimagnetismo.

Tomemos una unidad de volumen de material con n átomos - cada uno con un momento μ . Representemos la dirección de cada momento por un vector y de forma ideal, dibujemos todos estos vectores con un mismo origen y que este origen sea el centro de una esfera de radio -

unidad. Deseamos ahora encontrar el

número dn de momentos inclinados un ángulo entre θ y $\theta + d\theta$ con respecto al campo H . En ausencia de un campo, el número de vectores μ que pasan a través de la unidad de área de la superficie de la esfera es el mismo en cada punto de la misma, y dn es proporcional simplemente al área dA , que en la Fig. 2.1, viene dada por

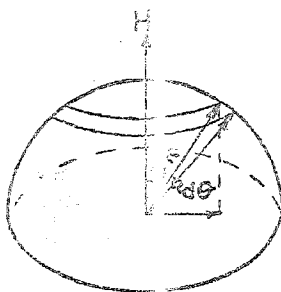


Fig 2.1

$$2\pi \sin \theta d\theta$$

para una esfera de radio unidad. Pero cuando se aplica un campo, los vectores μ giran en la dirección del campo. Cada momento atómico tiene entonces una cierta energía potencial E_p en el campo dada por

$$E_p = -\mu H \cos \theta \quad (2.15)$$

En un estado de equilibrio térmico a la temperatura T , la probabilidad de que un átomo tenga una energía E_p es proporcional al factor de Boltzmann $\exp(-E_p/KT)$ donde K es la constante de Boltzmann. El número de momentos entre θ y $\theta + d\theta$ será ahora proporcional a dA multiplicado por el factor de Boltzmann, o

$$dn = K dA e^{-E_p/KT} = 2\pi K e^{(\mu H \cos \theta)/KT} \sin \theta d\theta \quad (2.16)$$

donde K es un factor de proporcionalidad determinada por el hecho de que

$$\int_0^\pi dn = n \quad (2.17)$$

por brevedad pongamos $a = \mu H/KT$. Tenemos entonces

$$2\pi K \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta = n \quad (2.18)$$

El momento magnético total en la dirección del campo adquirido por la unidad de volumen bajo estudio, esto es, la magnetización M , viene dado multiplicando el número dn por la contribución $\mu \cos \theta$ de cada átomo e integrado para el número total:

$$M = \int_0^\pi \mu \cos \theta dn \quad (2.19)$$

de donde, con las anteriores, se obtiene

$$M = 2\pi K \mu \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{n \mu \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta \cos \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta} \quad (2.20)$$

Para evaluar estas integrales pongamos $x = \cos \theta$ con lo que

$$M = \frac{n \mu \int_{-1}^1 x e^{ax} dx}{\int_{-1}^1 e^{ax} dx} = n \mu \left[\frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} \right] - \frac{n \mu}{a} = n \mu \left[\coth a - \frac{1}{a} \right] \quad (2.21)$$

$n \mu$ era el momento máximo posible que puede tener el material. Corresponde a una perfecta alineación de todos los momentos atómicos paralelamente al campo, que es un estado de saturación completa. Llamando M_0

a esta cantidad, queda

$$\frac{M}{M_0} = \coth a - \frac{1}{a} \quad (2.22)$$

La función de la derecha se denomina función de Langevin, abreviadamente $L(a)$. Expresada como una serie es

$$L(a) = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \frac{a^5}{945} - \dots \quad (2.23)$$

Su representación es la de la Fig. 2.2.. Para grandes valores de a , tiende a 1 y para pequeños, tiene pendiente de $\frac{1}{3}$. Cuando a es pequeño, me

nos de 0,5, $L(a)$ es prácticamente una línea recta.

La teoría de Langevin conduce así a dos conclusiones:

1. Ocurrirá saturación si $a (= \mu H/KT)$ es suficientemente grande. Esto es lógico físicamente ya que altos H o pequeñas temperaturas, o ambos, originarán que se sobrepasen los efectos de desorden de la agitación técnica.
2. Para pequeños a , la magnetización M varía linealmente con H . Esto es lo que se observa en condiciones normales.

La teoría de Langevin conduce también a la Ley de Curie. Para pequeños valores de a , $L(a) = a/3$ y así

$$M = \frac{n \mu a}{3} = \frac{n \mu^2 H}{3KT} \rightarrow \chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T} \quad (2.24)$$

donde $C = \frac{n \mu^2}{3K}$ es la constante de Curie.

La teoría de Langevin del paramagnetismo, que conduce a la ley de Curie, se basa en la suposición de que los portadores individuales de momentos magnéticos no interaccionan unos con otros y solo están afectadas por el campo externo y la agitación térmica. Muchos paramétricos no siguen en cambio esta ley sino que obedecen una ley más general, la de Curie-Weiss

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}$$

El valor de θ es muy pequeño, del orden de $10^\circ K$ menos aún. Para explicarlo, Weiss postuló en 1.907 que el comportamiento podría entenderse si se suponía que los momentos elementales interaccionaban unos con otros. Sugirió que esta interacción podría expresarse en términos de un campo interno ficticio que denominó "campo molecular"

H_m y que actuaría en adición al aplicado H . Este campo se pensó podría ser causado por la magnetización del material de los alrededores. Weiss tomó la intensidad del campo molecular como directamente proporcional a la magnetización

$$H_m = \gamma M$$

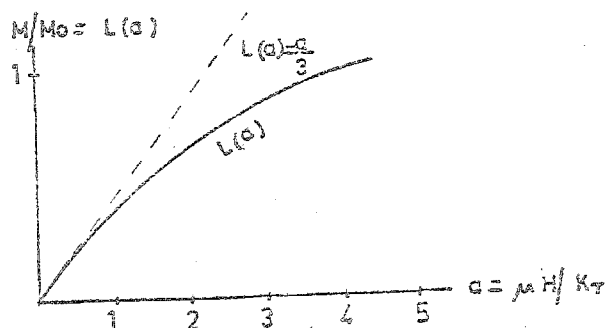


Fig. 2.2

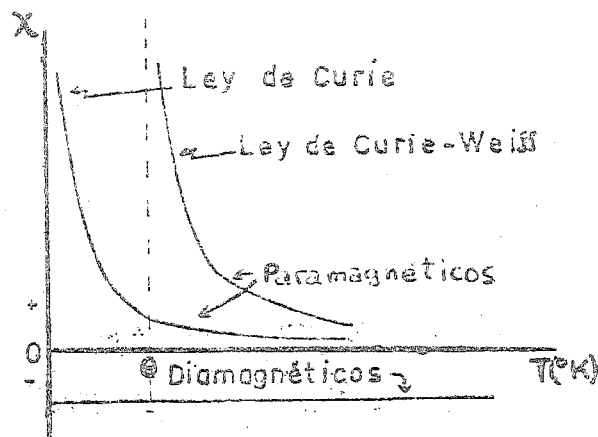


Fig. 2.3

donde γ es la constante del campo molecular. Así, el campo total actuante sobre el material es

$$H_t = H + H_m$$

Si en la ley de Curie reemplazamos H por H_t queda

$$\frac{M}{H + \gamma M} = \frac{C}{T} \rightarrow M = \frac{C H}{T - C \gamma}$$

con lo que

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - C \gamma} = \frac{C}{T - \Theta}$$

Por ello, Θ es una medida de la intensidad de la interacción ya que es proporcional a γ .

3.3 FERROMAGNETISMO.

3.3.1 INTRODUCCION.

Las curvas de magnetización del hierro, del cobalto y del níquel son las mostradas en la Fig. 3.1. Estas curvas son parcialmente hipotéticas. Los

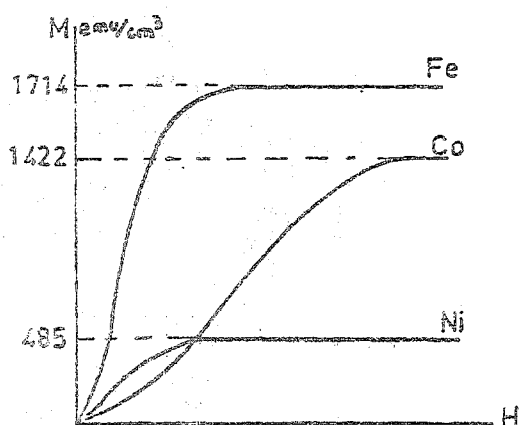


Fig.3.1

valores experimentales de la magnetización de saturación M_s vienen dadas para cada metal, pero no se dan valores del campo en accisas. Esto se hace para recalcar el hecho de que la forma de la curva de $M = 0$ a $M = M_s$ y la intensidad del campo para el que está saturación se consiguen ser dependientes de la estructura mientras que M_s no lo es. Los problemas que se presentan en la curva de magnetización de un ferromagnético se pueden dividir en dos: (1) la magnitud del va-

lor de la saturación y (2) la forma en que se llega a él a partir del estado sin magnetizar. Consideremos aquí el primero.

Un cristal simple de hierro puro, orientado adecuadamente, puede llevarse casi a la saturación con un campo de alrededor de 50 Oe. Cada centímetro cúbico tiene entonces un momento magnético de alrededor de 1.700 emu/cm³. Para el mismo valor del campo, un paramagnético típico tendría una magnetización de unos 10^{-3} . El ferromagnetismo es así un efecto que es, al menos, un millón de veces más intenso que cualquier otro considerado antes.

No se hizo ningún progreso en el conocimiento del porqué del ferromagnetismo hasta que Weiss hizo la hipótesis del campo molecular. Hemos visto que esta hipótesis condujo a la ley de Curie-Weiss, $\chi = C/(T - \Theta)$ que algunos paramagnéticos obedecen. Vimos que Θ se relacionaba con el campo molecular H_m ya que $\Theta = \gamma C$ y $H_m = \gamma M$. Si Θ

es positivo H_m y M tiene la misma dirección con lo que el campo molecular ayuda al campo externo en magnetizar la substancia.

Por encima de una cierta temperatura crítica, o temperatura de Curie T_c , los ferromagnéticos pasan a ser paramagnéticos y sus susceptibilidades siguen la ley de Curie-Weiss con un valor de Θ muy próximo a T_c . El valor de Θ es así muy elevado y positivo (superior a 1.000°K) con lo que también lo será el coeficiente del campo molecular. Este hecho llevó a Weiss a suponer que el campo molecular en los ferromagnéticos actuaba por debajo de su temperatura de Curie al igual que lo hacía por encima, y que este campo era tan intenso que podría magnetizar la sustancia magnética aún en ausencia de campo externo. La sustancia es entonces auto-saturante o "espontáneamente magnetizada". Pero antes de que veamos por qué ocurre esto, hay que hacer notar que la teoría hasta aquí parece incompleta. Por que, por ejemplo, el hierro, que debería ser auto-saturante, es mucho más fácil encontrarle en estado sin magnetizar que magnetizado.

Weiss respondió a esta cuestión haciendo una segunda suposición: un ferromagnético en estado sin magnetizar está dividido en un cierto número de pequeñas regiones denominadas dominios, cada uno de los cuales está magnetizado espontáneamente en su valor de saturación M_s , pero con sus direcciones de magnetización apuntando de tal forma que el cuerpo, como un todo, no tiene magnetización neta. El proceso de magnetización es entonces el de convertir al cuerpo de un estado de muchos dominios en uno que sea de un único dominio magnetizado en la misma dirección del campo aplicado. El proceso queda ilustrado en la Fig. 3.2. La línea cerrada en (a) rodea una porción de un cristal en que aparecen dos dominios; la separación entre los dos es la denominada pared del dominio o pared de Bloch. Los dos dominios se encuentran magnetizados espontáneamente en direcciones opuestas de forma que la magnetización total es cero. En (b) se aplica un campo H dando lugar a que el dominio superior crezca a expensas del inferior por un movimiento hacia abajo de la pared del dominio, hasta (c) en que la pared se ha movido hasta eliminar por completo al inferior. Finalmente, para valores del campo más elevados, el material pasa a estar completamente saturado por rotación de la magnetización del dominio hasta quedar alineada con el campo aplicado (d). Durante el proceso no ha habido cambio en la magnitud de la magnetización de cualquier región.

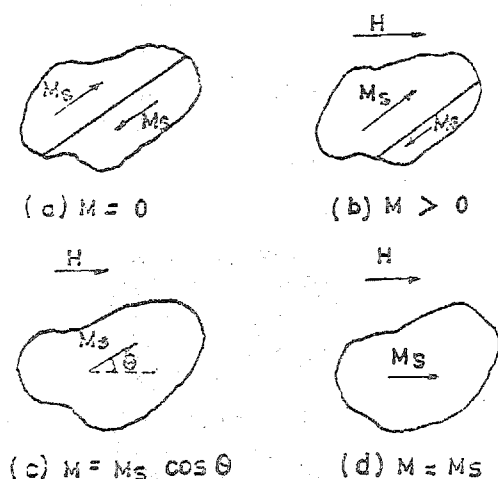


Fig.3.2

La teoría de Weiss contiene así dos postulados esenciales: (1) magnetización espontánea y (2) división en dominios. Investigaciones posteriores han mostrado que estos postulados son reales, pudiendo verse de forma experimental los dominios que la teoría predice y su movimiento con un campo aplicado. Indicaremos así, por ejemplo, que las dimensiones de estos dominios están entre 10^{-7} y 10^{-6} cm³, y que las paredes de Bloch pueden abarcar desde unas decenas hasta algunas centenas de separación atómicas.

3.3.2 TEORIA DEL CAMPO MOLECULAR.

Consideremos una sustancia en que cada átomo tiene un momento magnético neto. Supongamos que la magnetización de esta sustancia crece con el campo, a temperatura constante, de acuerdo con la curva 1 de la Fig. 3.3. como si la sustancia fuera paramagnética. Supongamos también que el único campo que actúa sobre el material sea el campo

molecular H_m proporcional a la magnetización

$$H_m = \gamma M$$

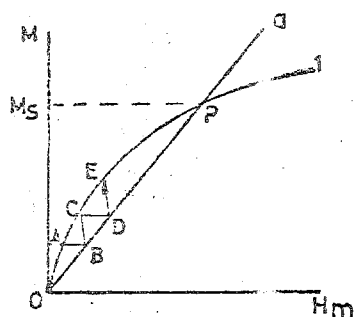


Fig. 3.3

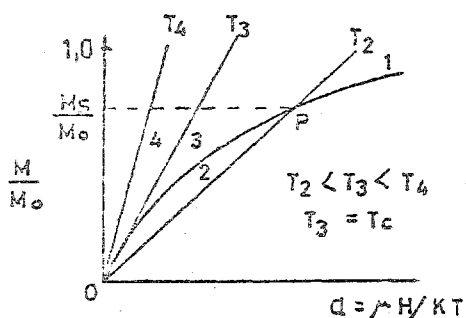


Fig. 3.4

La línea 2 en la Fig. 3.3 es una representación de esta ecuación, y tiene una pendiente de $1/\gamma$. La magnetización que producirá el campo molecular en el material viene dado por la intersección de dos curvas. De hecho hay dos intersecciones, una en el origen y otra en el punto P. Sin embargo, el del origen representa un estado inestable ya que si M es cero, el campo más pequeño aplicado, el terrestre por ejemplo, actuará de forma que el material pase a un punto de magnetización tal como el A. Pero si $M = A$, la línea 2 entonces dice que H_m es B. Pero un campo de esta intensidad producirá una magnetización de valor C. Así M iría a través de la serie de valores 0, A, E, ... y llegaría a P. Sabemos entonces que P es un punto de estabilidad, ya que el mismo argumento podría aplicarse para una magnetización superior a la de P y daría que espontáneamente iría también a P, en ausencia de un campo aplicado. La sustancia ha quedado así

espontáneamente magnetizada al nivel P. que es el valor de M_s para la temperatura en cuestión. Es, entonces, ferromagnético.

Veamos ahora como este comportamiento queda afectado con la temperatura, esto es, como varía M_s con la temperatura y a partir de cual pasará a ser paramagnético. La respuesta puede encontrarse dibujando la Fig. 3.3. con variable a en lugar de H_m , donde $a = \mu H / KT$ y esto es lo que aparece en la Fig. 3.4. De acuerdo con Weiss supongamos que la magnetización relativa viene dada por la función de Langevin

$$\frac{M}{M_0} = L(a) = \coth(a) - \frac{1}{a} \quad (3.2)$$

cuando el campo aplicado es cero, tenemos

$$a = \frac{\mu H_m}{KT} = \frac{\mu \gamma M}{KT} = \frac{\mu \gamma M M_0}{KT M_0} \quad (3.3)$$

$$\frac{M}{M_0} = \left[\frac{KT}{\mu \gamma M_0} \right] a \quad (3.4)$$

$\frac{M}{M_0}$ es por ello una función lineal de a con una pendiente proporcional a la temperatura absoluta. En la Fig. 3.4, la curva 1 es la curva de Langevin y la línea 2 es una representación de la última ecuación para una temperatura T_2 . Su intersección en P da la magnetización fraccional espontánea M_s/M_0 conseguida para dicha temperatura. Un incremento en la temperatura T_2 tiene el efecto de rotar la línea 2 levógiramente. Esta rotación hace que P y la correspondiente magnetización desciendan a puntos cada vez abajo de la curva de Langevin. La magnetización espontánea desaparece cuando la línea sea tangente a esta curva en el origen, para una temperatura T_3 (línea 3). T_3 es por ello igual a la temperatura de Curie T_c . Cualquier temperatura superior como la T_4 hará que la sustancia sea paramagnética ya que no se encontrará espontáneamente magnetizada.

La temperatura de Curie puede evaluarse del hecho de que la pendiente de la línea 3 es la misma de la curva de Langevin en el origen, esto es, $1/3$. Con ello

$$\frac{KT_c}{\mu\gamma Mo} = \frac{1}{3} \quad T_c = \frac{\mu\gamma Mo}{3K} \quad (3.5)$$

Por ello, la pendiente de la recta que representa el campo molecular es, para cualquier temperatura,

$$\frac{KT}{\mu\gamma Mo} = \frac{T}{3T_c} \quad (3.6)$$

Pero la pendiente de esta línea determinará el punto de intersección P con la curva de Langevin y de aquí el valor Ms/Mo . Por ello Ms/Mo está determinado únicamente por la razón T/T_c . Esto significa que todos los materiales ferromagnéticos, que poseen de forma natural diferentes valores de Mo y T_c , tienen el mismo valor de Ms/Mo para cualquier calor particular de T/T_c . Esta es la denominada ley de correspondencia de estados.

3.4 ANTIFERROMAGNETISMO.

3.4.1 INTRODUCCION.

Las sustancias antiferromagnéticas tienen susceptibilidades positivas de pequeño valor para todas las temperaturas pero con una variación con estas muy peculiares. A primera vista pueden parecer paramagnéticas anómalas pero de cerca se llega a ver que su "estructura" magnética es tan completamente diferente que merecen clasificación especial. La teoría del antiferromagnetismo fue desarrollada sobre todo por Néel a partir de 1.932 recibiendo por ello el premio Nobel en 1.970.

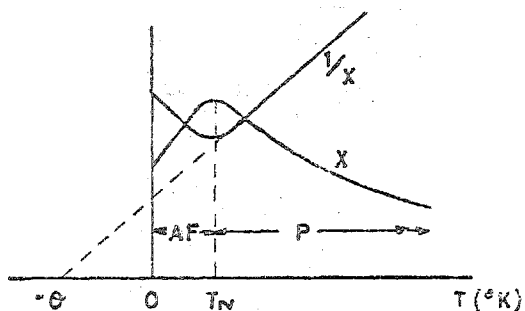


Fig. 4.1

La forma con que la susceptibilidad de un antiferromagnético varía con la temperatura es la mostrada en la Fig. 4.1. Según decrece la temperatura, χ va incrementando su valor, pasando por un máximo a una temperatura crítica T_N , llamada temperatura de Néel y finalmente descender. La sustancia es paramagnética por encima de T_N y antiferromagnética por debajo de T_N está por lo general bastante por debajo de la temperatura ambiente (por ejm. para el FeO es $T_N = 1980K$) por lo que todos los experimentos

habría que llevarlos a temperaturas realmente bajas. Su interés científico es elevado pero por el momento sus propiedades tiene escaso valor comercial. Los veremos aquí por ser un buen punto de partida para el estudio de los ferrimagnéticos, que ya sí son de gran importancia industrial.

Igual que en el caso ferromagnético, la clave del comportamiento de un antiferromagnético está en la forma en que la susceptibilidad varía con la temperatura por encima de la crítica. La Fig. 4.1 muestra un dibujo de $1/\chi$ en función de T que es una recta por encima de T_N y que puede extrapolarse a temperaturas negativas para $1/\chi = 0$. La ecuación de esta línea es

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T + \theta}{C} \quad (4.1)$$

$$\chi = \frac{C}{T + \theta} = \frac{C}{T - (-\theta)}$$

Dicho de otra forma, el material obedece una ley de Curie-Weiss pero con un valor negativo de Θ . Y ya que Θ era proporcional al coeficiente del campo molecular χ , el campo molecular H_m , en la región paramagnética, se opone al campo aplicado H ; mientras que H tiende a alinear los momentos H_m tiende a desalinearlos. Si localizamos un poco más el campo molecular, el resultado es que cualquier tendencia de un momento iónico determinado a apuntar en una cierta dirección es contrarrestado inmediatamente por una tendencia en el momento del ión contiguo a apuntar en dirección opuesta.

Por debajo de la temperatura crítica T_n , esta tendencia a una alineación antiparalela de los momentos es lo suficientemente fuerte como para aparecer aún en ausencia de campo externo, ya que el efecto de aleatoriedad de las direcciones por la temperatura es muy pequeño. La malla cristalina de los iones magnéticos es separada así en dos submallas, designadas por A y B en la Fig. 4.2 que poseen momentos más o menos opuestos. Esta tendencia hacia el antiparalelismo pasa a ser cada vez más fuerte, cuanto menor sea la temperatura por debajo de T_n , hasta llegar a 0°K en que la distribución antiparalela es perfecta, como se ha dibujado en la Fig. 4.2.

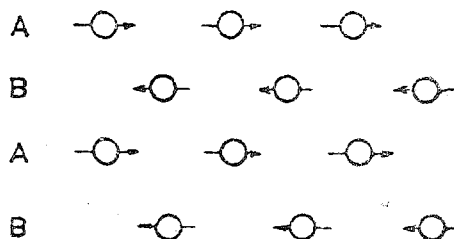


Fig. 4.2

3.4.2 TEORÍA DEL CAMPO MOLECULAR.

Aplicaremos la teoría del campo molecular al caso más sencillo posible, esto es, aquel para el que la malla de iones magnéticos puede dividirse en dos submallas idénticas, A y B, tales que cualquier ión A tiene solamente iones B a su alrededor como iones más próximos y viceversa, como en la Fig. 4.2. Supondremos que solo hay interacción entre vecinos más próximos (AB) y prescindiremos de las entre vecinos más distantes (AA y BB).

Tenemos así dos campos moleculares con los que jugar. El campo molecular H_{mA} actuando sobre los iones A es proporcional, y de direcciones opuestas, a la magnetización de la submalla B:

$$H_{mA} = - \chi M_B \quad (4.3)$$

donde χ es el coeficiente de campo molecular, tomado como positivo. Análogamente

$$H_{mB} = - \chi M_A \quad (4.4)$$

Estas dos ecuaciones son válidas por arriba y por abajo de T_n . Veamos los dos casos.

3.4.2.1 POR ENCIMA DE T_n .

En la región paramagnética podemos encontrar una ecuación para la susceptibilidad de la misma forma que se hizo en el caso del Paramagnetismo. Suponiendo un comportamiento en forma de ley de Curie-Weiss tenemos

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T}$$

$$MT = CH \quad (4.5)$$

donde H debe interpretarse como el campo total, aplicado y molecular, actuando sobre el material. Escribiendo esta ecuación para dos submallas

$$M_A = C' (H - \gamma M_B) \quad (4.6)$$

$$M_B = C' (H - \gamma M_A) \quad (4.7)$$

donde C' es la constante de Curie de cada submalla y H el campo aplicado. Sumándolas tendremos la magnetización total M producida por el campo y de aquí la susceptibilidad:

$$(M_A + M_B)T = 2 C' H - C' \gamma (M_A + M_B) \quad (4.8)$$

$$MT = 2 C' H - C' \gamma M \quad (4.9)$$

$$M (T + C' \gamma) = 2 C' H$$

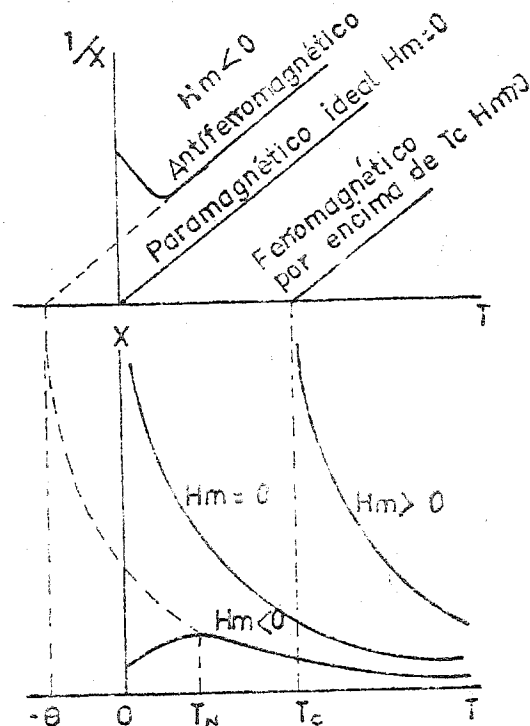
$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{2 C'}{T + C' \gamma} \quad (4.10)$$

relación equivalente a la obtenida de forma experimental, con

$$C = 2 C' \quad \text{y} \quad \theta = C' \gamma$$

puede verse así, que cuando se aplica un campo por encima de T_N , cada submalla pasa a esta magnetizada en la misma dirección del campo, pero cada submalla crea entonces un campo molecular en dirección opuesta al campo aplicado, tendiendo a reducir ambas, M_A y M_B . El resultado es que la susceptibilidad es pequeña y $1/\chi$ mayor que la de paramagnético ideal en el que H_m era cero. Las dos se comparan en la Fig. 4.3 que muestra también como varía χ con la temperatura en sustancias en las que el campo molecular sea positivo y de alto valor, como en un ferromagnético, por encima de su punto de Curie.

Fig. 4.3



3.4.2.2 POR DEBAJO DE T_N .

En la región antiferromagnético, cada submalla está magnetizada espontáneamente, sin campo externo aplicado, merced al campo molecular creado por la otra submalla. Cuando H es cero

$$M = M_A + M_B = 0$$

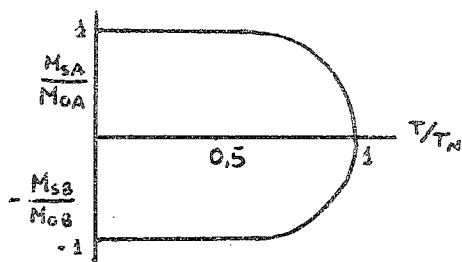
$$\text{y} \quad M_A = -M_B \quad (4.11)$$

para cualquier temperatura por debajo de T_N . A una temperatura infinitamente próxima, por debajo a T_N podemos suponer que M es todavía proporcional al campo total, ya que los efectos de saturación carecen de importancia en las proximidades de T_N , de forma que las ecuaciones (4.6) y (4.7) son todavía válidas. Para $T = T_N$ y $H = 0$, la ecuación (4.6) pasa a ser

$$M_A T_N = - C' \chi M_B \quad (4.2)$$

por lo que

$$C' \chi = \theta = - \frac{M_A}{M_B} T_N = T_N$$



la temperatura de Néel, para lo que ocurre el máximo en la curva χ -T. deberá ser igual al valor θ encontrada en las medidas de la susceptibilidad a altas temperatura.

Por debajo de T_N , cada submalla está magnetizada espontáneamente a la saturación igual que en el ferromagnetismo, pudiendo computarse su magnetización de la misma forma a como se hizo allí. No nos detendremos en su cálculo ya que se saldría de los límites de nuestro objetivo.

3.5 FERRIMAGNETISMO.

3.5.1

Las substancias ferrimagnéticas exhiben una magnetización a temperaturas ambiente, igual que los ferromagnéticos, lo cual hace de ellas importantes industrialmente. También igual que los ferromagnéticos, están compuestos de dominios autosaturados y exhiben los fenómenos de saturación e histeresis. Su magnetización espontánea desaparece por encima de una cierta temperatura crítica T_c , llamada también temperatura de Curie, a partir de la cual pasan a ser paramagnéticos. Todo ello hizo que los ferrimagnéticos no fueran reconocidos como un diferente tipo de magnetismo hasta 1.948, encontrándolos en literatura anterior a esa fecha dentro de los ferromagnéticos.

Las substancias ferrimagnéticas más importantes son un cierto tipo de óxidos dobles de hierro y otro metal, denominadas ferritas. Fueron desarrolladas de forma comercial durante los años 1.933-45, por Snock y colaboradores en los laboratorios de la Philips de Holanda. Néel, en 1.948, publicó un artículo ya clásico en el que dió las bases para el entendimiento de las ferritas, creando la palabra ferrimagnetismo.

Los ferritas magnéticos caen principalmente en dos grandes grupos, con diferentes estructuras cristalinas:

1 Cubicas. Con fórmula general $MO.Fe_2O_3$ donde M es un ión metálico divalente, como Mn, Ni, Fe, Co, Mg, etc.

2 Exagonales. La más importante de este grupo es la ferrita de bario $BaO.6Fe_2O_3$.

Examinemos ahora brevemente qué hace que los ferrimagnéticos sean diferentes de los ferromagnéticos. La Fig. 5.1. (a) muestra la magnetización relativa M_s/M_0 de una ferrita típica; puede verse que decrece bastante rápidamente según se incrementa la temperatura hasta llegar a la crítica T_c , mientras que la equivalente del hierro permanece casi constante hasta llegar a un valor de T/T_c de alrededor de 0.8.

La Fig. 5.1 (b) muestra la región paramagnética y representa la variación de $1/\chi$ con la temperatura; se ve que es rotundamente no lineal, lo que dice que la ley de Curie Weiss no es obedecida.

Esto son solo dos ejemplos de los varios que podrían presentarse indicando las diferencias entre ferro y ferromagnéticos. para acabar

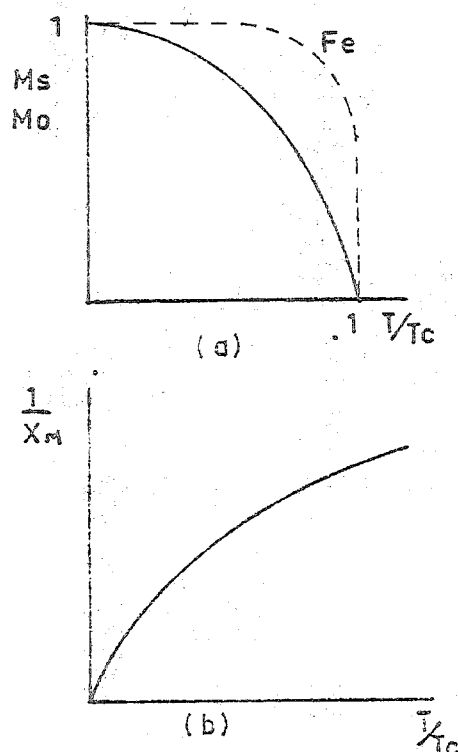


Fig. 5.1

esta breve introducción se esbozará algo de lo que luego nos daría pie para justificar sus propiedades. Es una indicación de que si sumamos los momentos magnéticos con que colabora cada ión de los presentes en una ferrita, de análoga forma a como ocurre en los ferromagnéticos, resulta un momento muy superior al que en realidad tienen. Así por ejemplo, si tomamos una ferrita de níquel, $\text{NiO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, los iones que deberían colaborar para el momento total son: el ión divalente, con un momento $2 \mu_B$ y dos iones Fe cada uno con un momento de $5 \mu_B$. Una interacción positiva, como en un ferromagnético, daría un momento total por molécula de $-2 + 5 + 5 = 12 \mu_B$. En cambio, las medidas experimentales de Mo a 0°K dan un valor de $2,3 \mu_B$, bastante alejado como se ve, de aquel.

ESTRUCTURA DE LAS FERRITAS CUBICAS.

Estas ferritas se dice que tienen estructura de espinel y por ello son denominadas a veces ferroespinelas, ya que su estructura cristalina se relaciona muy estrechamente con la del mineral espinela, $\text{MgO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$. Su estructura es compleja en el sentido de que tienen 8 moléculas, o un total de $8 \times 7 = 56$ iones, por célula unidad. Los iones de oxígeno de tamaño relativamente grande ($\sim 1,3\text{\AA}$) están distribuidos compactamente en una disposición cúbica centrada en los ceros, mientras que los iones metálicos O, mucho menores (radio de $0,7$ a $0,8 \text{\AA}$) ocupan los espacios entre ellos. Estos espacios son de dos tipos. Uno se denomina posición tetraédrica o A, ya que se encuentra en el centro de un tetraedro cuyos vértices están ocupados por oxígenos (Fig. 5.2. a). Los otros son posiciones octaédricas o B, ya que los iones de oxígeno que le rodean ocupan los vértices de un octaedro (Fig. 5.2 b). Los alrededores cristalográficos de las posiciones A y B son por ello notoriamente diferentes.

La célula unidad tiene tantos iones que un dibujo total de la misma no sería muy descriptivo. En lugar de ella podemos imaginar que la célula unidad esté dividida en ocho octantes cada uno de arista $a/2$ (siendo el valor de la arista del cubo) como en la Fig. 5.2 c. Los cuatro octantes rayados tienen idéntico contenido así como los cuatro sin sombrar. Los contenidos de los dos octantes inferiores de la parte izquierda de (c) son los mostrados en (d). Una posición tetraédrica aparece en el centro del octante derecho mientras que los otros tetraédricos aparecen en algunos vértices de los octantes. Cuatro posiciones octaédricas aparecen en el octante izquierdo, uno de los cuales está delineado por líneas de puntos que sean a seis oxígenos, dos de los cuales, los con puntos, pertenecen a los octantes inferiores y detrás de los mostrados. Los iones de oxígeno están dispuestos en la misma forma (octaédricamente) en todos los octantes.

Ahora bien, no todos los sitios disponibles están ocupados por iones metálicos. Solamente un octavo de las posiciones A y la mitad de los B se encuentran ocupados, como se ven en la Fig. 5.2. Los ferritas $\text{MO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ tienen exactamente esta estructura, con M^{2+} en las posiciones A y Fe^{3+} en posición B. Esta es la denominada estructura de espinela normal.

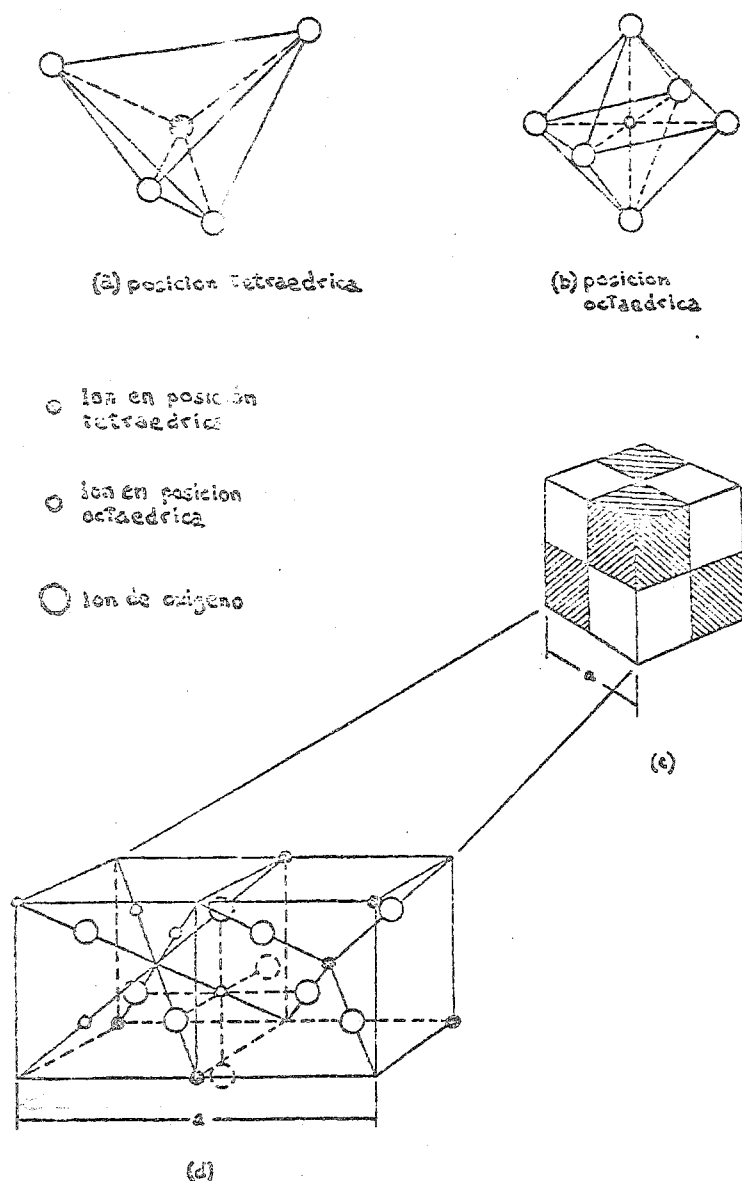


FIG. 5.2

3.5.3 TEORÍA DEL CAMPO MOLECULAR.

En un ferrimagnético, puede esperarse que las fuerzas de intercambio entre los iones metálicos actuarán a través de los iones de oxígeno por medio de un intercambio indirecto, análogo al caso antiferromagnetismo.

Sin embargo, la teoría del campo molecular para un ferrimagnético es inherentemente más complicado que para un antiferromagnético ya que las posiciones A y B son cristalográficamente diferentes en un ferrimagnético mientras que son idénticas en un antiferromagnético.

Esto significa que la interacción AA en un ferrimagnético diferirá de la interacción BB, aunque los iones que intervienen son idénticos. La razón básica es que un ión en una posición A tiene una distribución y un número diferente de iones contiguos que el mismo ión en una posición B.

Siguiendo la teoría de Néel, supongamos que existen n iones magnéticos idénticos por unidad de volumen, con una fracción λ localizada en las posiciones A y otra ν ($= 1 - \lambda$) en posiciones B. Sea μ_A el momento medio de un ión A en la dirección del campo a la temperatura T. (Aunque los iones A y B son idénticos, μ_A no es igual a μ_B , debido a que estos iones, ocupando posiciones diferentes, están expuestos a campos moleculares diferentes). La magnetización de la submalla A es entonces $M_A = \lambda n \mu_A$. Hagamos $n \mu_A = M_a$; entonces

$$M_A = \lambda M_a \quad \text{y} \quad M_B = \nu M_b$$

la magnetización total es

$$M = M_A + M_B = \lambda M_a + \nu M_b \quad (5.1)$$

El campo molecular que actuará sobre la submalla A es

$$H_{mA} = - \gamma_{AB} M_B + \gamma_{AA} M_A \quad (5.2)$$

donde los coeficientes del campo molecular γ han de tomarse como cantidades positivas correspondiendo los signos a la suposición de una interacción negativa (antiparalela) en los iones A y B una interacción positiva (paralela) entre los iones A. Igualmente

$$H_{mB} = - \gamma_{AB} M_A + \gamma_{BB} M_B \quad (5.3)$$

Los coeficientes γ_{AA} y γ_{BB} son ahora diferentes, pudiéndolos expresar como fracciones de γ_{AB}

$$\alpha = \frac{\gamma_{AA}}{\gamma_{AB}} \quad \beta = \frac{\gamma_{BB}}{\gamma_{AB}}$$

Los campos moleculares son entonces

$$H_{mA} = \gamma_{AB} (\alpha \lambda M_a - \nu M_b) \quad (5.4)$$

$$H_{mB} = \gamma_{AB} (\beta \nu M_b - \lambda M_a) \quad (5.5)$$

Estas ecuaciones son válidas por encima y por debajo de la temperatura de Curie.

3.5.3.1 POR ENCIMA DE TC.

En la región paramagnética haremos a como hicimos para los antiferromagnéticos, suponiendo un comportamiento de ley de Curie, esto es

$$M T = C H_t$$

para cada submalla. H_t es el campo total, suma del campo aplicado y el molecular. Para las dos submallas es, entonces

$$M_a T = C (H + H_{mA}) \quad (5.6)$$

$$M_b T = C (H + H_{mB}) \quad (5.7)$$

donde C es la constante de Curie. Habrá de eliminarse ahora M_a , M_b , H_{mA} y H_{mB} de las ecuaciones (5.1), (5.4), (5.5), (5.6) y (5.7). Los cálculos son bastante engorrosos por lo que se dejarán como ejercicio al alumno.

El resultado es

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{b}{T - \theta} \quad (5.8)$$

$$\frac{1}{\chi} = \frac{t + (C/\chi_0)}{C} - \frac{b}{T - \theta} \quad (5.9)$$

donde

$$\frac{1}{\chi_0} = \delta_{AB} \quad 2\lambda\nu - \alpha\lambda^2 - \beta\nu^2$$

$$b = \delta_{AB}^2 \quad C \lambda \nu [\lambda(1+\alpha) - \nu(1+\beta)]^2$$

$$\theta = \delta_{AB} C \lambda \nu [2 + \alpha + \beta]$$

La ecuación (5.9) es una hipérbola cuya parte con significado físico es la representada en la Fig. 5.3. Corta el eje de la temperatura en θ_p , denominado punto de Curie paramagnético. A estas temperaturas el último término de la ecuación (5.9) puede despreciarse y la ecuación pasa a ser una ley de Curie-Weiss:

$$\chi = \frac{C}{t + (C/\chi_0)}$$

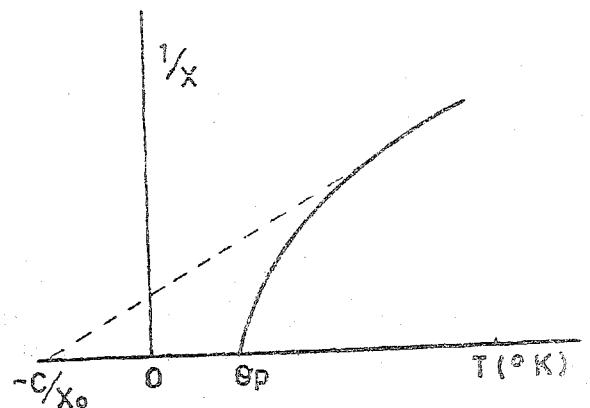


Fig. 5.3

Hay que hacer notar que la ecuación (5.9) está muy de acuerdo con los datos experimentales excepto en la proximidad del punto de Curie. La Fig. 5.4 muestra las dos curvas. La temperatura θ_c a la que la susceptibilidad se hace infinita y aparece magnetización espontánea es el punto ferrimagnético de Curie. Este desacuerdo se debe a interacciones entre espines no considerados aquí.

POR DEBAJO DE TC.

En la región ferrimagnética cada submalla se encuentra magnetizada espontáneamente por la acción del campo molecular que actúa sobre ella, ahora bien las magnetizaciones de las dos submallas son opuestas entre sí. La magnetización neta observable es entonces

$$|M| = |M_A| - |M_B|$$

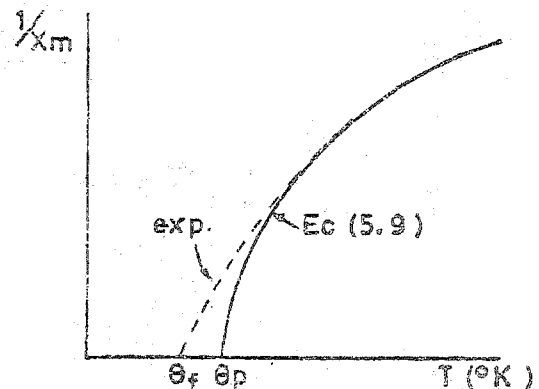


Fig. 5.4

La magnetización de cada submalla está gobernada por ecuaciones análogas a las de los materiales ferromagnéticos. No nos detendremos en ver aquí con detalle su valor, ya que llevaría consigo más tiempo del que podemos dedicarle. Únicamente se mostrará, de forma esquemática, en la Fig. 5.5 la magnetización resultante (línea continua) de las dos magnetizaciones parciales de cada submalla σ_{SA} y σ_{SB} . Hay que hacer notar también que ambas submallas han de tener el mismo punto Curie ya que si no fuera así, en alguna temperatura entre los dos posibles puntos de Curie, una -

maña tendría momento nulo con lo que no podría alinear los momentos de la otra.

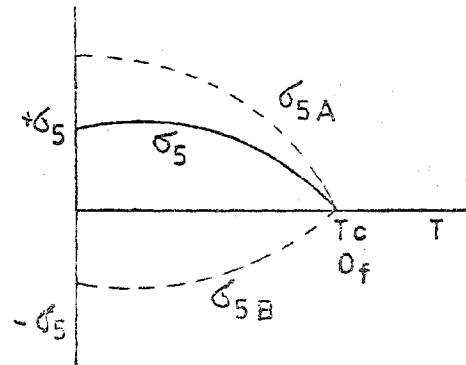


Fig 5.5

3.5.4 FERRITAS HEXAGONALES.

Existe un número bastante elevado de óxidos ferrimagnéticos hexagonales, pero el único que posee importancia comercial es el correspondiente a la ferrita de bario $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$. La célula unitaria hexagonal contiene 2 "moléculas" o un total de 64 átomos. Sus dimensiones son $c = 23,3 \text{ \AA}$ en su dirección longitudinal y $a = 5,88 \text{ \AA}$ como lado del hexágono. Un número tan elevado de átomos por célula unidad hace prácticamente imposible una representación gráfica de la misma. Como además no introduciría ningún concepto nuevo con respecto a las ferritas vistas anteriormente, no vemos necesario su estudio aquí. En la parte correspondiente a las propiedades de las ferritas comerciales se verán las diferencias de comportamiento entre ambas ferritas y su designación comercial.

3.6 FENOMENOS MAGNETICOS EN LOS MATERIALES DE USO EN ELECTRONICA.

Vamos a ver ahora qué tipos de materiales magnéticos van a ser los de más frecuente uso en la técnica electrónica, cuáles son sus propiedades y cómo dependen dichas propiedades de su composición, su manufactura y su historial electromagnético. Para ello dividiremos a estos materiales en dos grandes grupos: materiales magnéticos duros o blandos y materiales magnéticos duros o para imanes permanentes. Esta división es bastante amplia pudiendo abarcar con ella prácticamente todos los materiales más comúnmente usados.

Como esta división está basada en algunos conceptos que, aunque vistos indirectamente en los puntos anteriores, no han sido tratados con el suficiente detalle, pasaremos en primer lugar a estudiarlos más a fondo.

3.6.1 CURVAS DE MAGNETIZACION Y CICLOS DE HISTERESIS.

Los materiales ferro y ferrimagnéticos vistos ya teóricamente, pueden diferir de una forma muy grande unos de otros, dentro del mismo grupo de ferro o ferrimagnéticos, de acuerdo con la facilidad con que pueden magnetizarse. Así, si puede alcanzarse la saturación con un campo

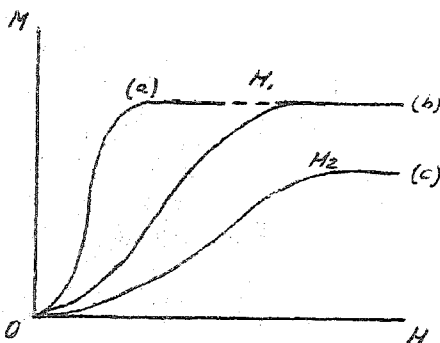
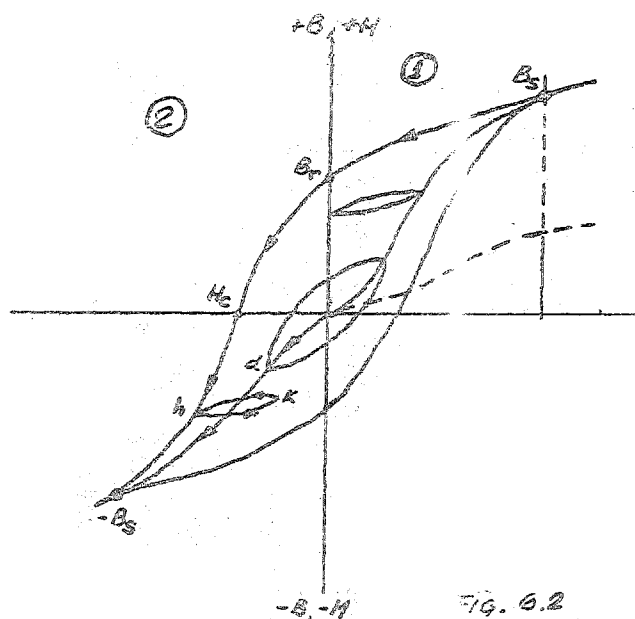


Fig. 6.1

pequeño, este material se dice es magnéticamente blando (Fig. 6.1 (a)). La saturación de otro material, que en general tendrá un valor diferente de M_s , puede necesitar un campo mucho mayor, como por ejemplo, el mostrado en la curva (c) de la misma figura. Un material así se denomina magnéticamente duro. A veces, un mismo material puede ser unas veces magnéticamente duro y otras veces magnéticamente blando, de acuerdo con sus características físicas. Así, la curva (a) puede ser la de un material bien recocido y la (b) la del mismo material trabajado en frío.



La Fig. 6.2 muestra las curvas de magnetización en función de B (línea continua) y M (línea a trazos). Aunque M es constante después de haberse llegado a la saturación, B continua aumentando con H ya que, como se vió anteriormente, H forma parte de B , a través de la ecuación

$$B = H + 4 \pi M$$

vista ya. Esta ecuación nos muestra también que la pendiente de dB/dH es la unidad una vez pasado el punto B_s , denominado inducción de saturación. El valor de dB/dH para un punto cualquiera se denomina permeabilidad diferencial y como puede verse su valor dependerá del punto tomado.

Aunque, como hemos dicho, el valor de dB/dH es la unidad a partir de la saturación, muy difícilmente aparecerá, en una representación gráfica, que la pendiente de tal línea es la unidad; ello es debido a que las escalas de B y H son, por lo general, diferentes. Un aumento continuado de H por encima de la saturación hará que μ se aproxime a la unidad según H tienda a infinito. La curva $B-H$ obtenida desde el estado desmagnetizado hasta la saturación se denomina curva de inducción normal o inicial.

Si se lleva H al valor cero después de haberse llegado a la saturación en la dirección positiva, la inducción en una muestra en anillo disminuirá hasta un valor B_r denominado inducción residual o remanente. Si, a continuación, el campo es invertido de signo, invirtiendo el sentido de la corriente en el arrollamiento de magnetización, la inducción disminuirá hasta valor cero cuando el valor del campo aplicado sea igual a H_c , denominado campo coercitivo. Su valor se da positivo, dando por sobreentendido el signo negativo.

Si el campo negativo es aumentado posteriormente, la saturación en sentido contrario se alcanzará en $-B_s$. Si se vuelve a cero el campo y a continuación se hace positivo, la inducción seguirá por la curva $-B_s, -B_r, +B_s$. El ciclo trazado así se denomina ciclo de histéresis principal (cuando los vértices han llegado a la saturación).

Si el proceso de magnetización se interrumpe en algún punto intermedio, tal como el a , y el campo disminuye hasta cero haciéndose negativo a continuación y repitiéndose el ciclo, la inducción recorrerá el camino abceda denominado ciclo de histéresis menor. En b , se denomina Remanencia y c la fuerza coercitiva. (Esta definición dada aquí, haciendo distinción entre Remanencia e Inducción residual y entre fuerza coercitiva y campo coercitivo, no es seguida por muchos autores que usan ambas de forma indiferenciada).

Existen un número infinito de ciclos de histéresis menores en el interior de cada ciclo principal, teniendo sus vértices todos ellos en la curva de inducción normal. Existen igualmente otros ciclos secundarios no simétricos, tales como los Fg y hK . Son estos debidos a variaciones sobre un punto fijo en torno al cual (*) Si una muestra se la hace reconocer un ciclo simétrico (principal o menor) de histéresis, quedará siempre magnetizada en una dirección u otra cuando H se reduzca a cero. La demagnetización se conseguirá interrumpiendo el ciclo en un punto, tal como el a de la Fig. 6.3., y continuándole con ciclos amplitudes progresivamente decrecientes. De esta forma al final se llegará al origen.

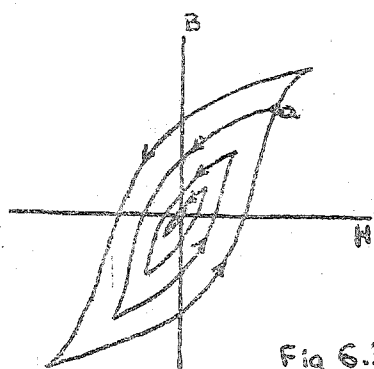


Fig 6.3

(*) Aparecen unas ciertas variaciones de H .

La única forma, por otro camino, de demagnetizar un material ferro- o ferrimagnético es calentarlo por encima del punto Curie. Con ello ambos materiales pasarán a paramagnéticos. Si se les enfría sin ningún campo magnético presente, se encontrarán ya demagnetizados a temperatura ambiente.

3.6.2 MOVIMIENTO DE LAS PAREDES DE LOS DOMINIOS.

Hasta aquí nos hemos limitado a estudiar el fenómeno del Magnetismo desde dos puntos de vista, el teórico en primer lugar, y el más práctico a continuación de los ciclos de histéresis, que en principio parecen separados. Queda ahora intentar relacionarlos, a fin de que la teoría quede completa. Esto es, queda ver que ocurre en el interior de un material magnético mientras éste recorre un ciclo de histéresis.

Vamos a estudiar pues, cómo responden los dominios a un campo externo aplicado y cómo esta respuesta se traduce en el ciclo de histéresis.

Como vimos cuando se presentó la teoría de los dominios de Weiss, estos dominios desplazaban sus paredes para adaptarse a la dirección del campo. No se dijo nada de cómo era este desplazamiento, si era continuo y progresivo o si por el contrario era discontinuo e irregular. Según puede comprobarse experimentalmente, es de la segunda forma.

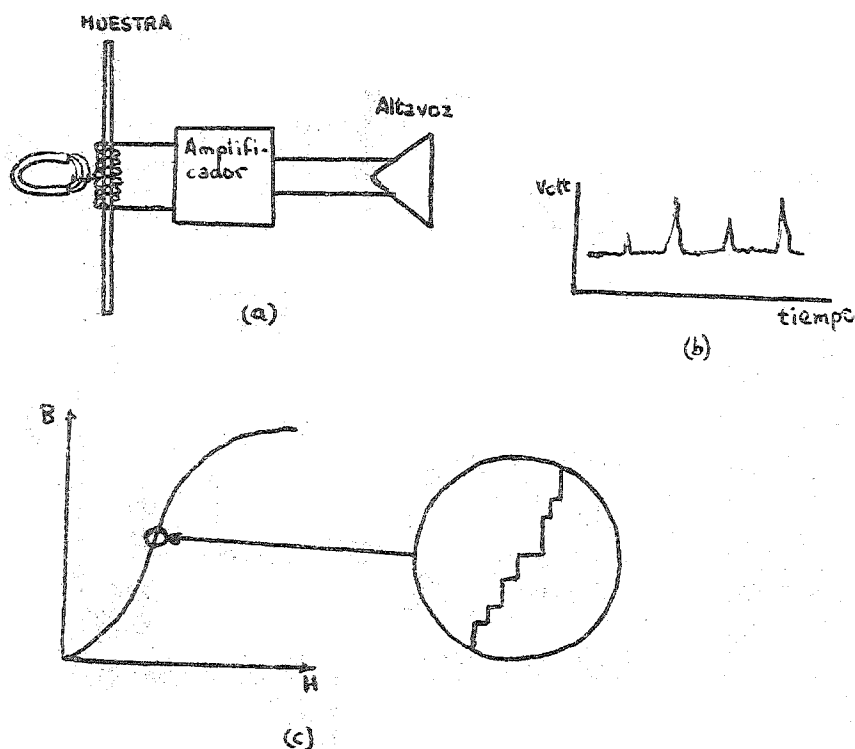


Fig 6.4

Este efecto, conocido como efecto Barkhausen, fué descubierto en 1.919 y puede demostrarse con el aparato mostrado en la Fig. 6.4 (a). Una bobina es arrollada en torno a la muestra y conectada a través de un amplificador a un altavoz. La muestra es sujeta, a continuación a un campo que aumente progresiva y suavemente, por ejemplo, aproximando un imán permanente. Sin importar lo suave y lo continuo que aumente el campo, en el altavoz se oirá siempre un ruido como crujiente en el altavoz. Si en lugar de conectar un altavoz a continuación del amplificador se coloca un osciloscopio, se observarán una serie de picos irregulares en la curva voltaje-tiempo, como en (b). Estos picos de voltaje se denominan ruido Barkhausen. El efecto

es mucho más intenso en la parte más pendiente de la curva de magnetización y es una evidencia de la aparición de cambios bruscos y discontinuos en la magnetización. Esto se indica en la Fig. 6.4 (c) donde se aplica un factor de amplificación de 10^9 a una porción de la curva.

Según ha podido demostrarse el efecto Barkhausen es debido principalmente a saltos bruscos de las paredes de los dominios de unas posiciones a otras, pudiendo llegar incluso, a poder observarse visualmente como demostraron, en 1.949, Williams y Shockley.

Queda ahora precisar de qué forma está relacionada la curva de magnetización con los dos diferentes formas de cambio en dos dominios que pueden ocurrir: la por rotación y la por desplazamiento de las paredes.

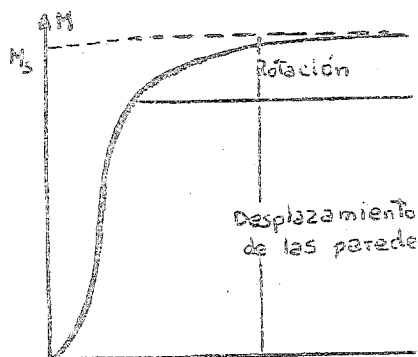


Fig 6.5

La cuestión que se presenta es así: en una muestra típica policristalina, ¿que proporción, en el cambio total de M , es debida al desplazamiento de las paredes y cual a la rotación? Esta pregunta no tiene una respuesta precisa, pero una división aproximada es la que aparece en la Fig. 6.5. El desplazamiento de las paredes de los dominios ocurre hasta aproximadamente el comienzo de la curva de magnetización. Desde allí hasta la saturación predomina la rotación; en esta región debe realizarse un cierto trabajo contra las fuerzas de anisotropía, que más adelante veremos, por lo que un incremento bastante grande de H solo origina un aumento relativamente pequeño de M .

La división presentada de la curva de magnetización es bastante arbitraria ya que, realmente, la rotación y el desplazamiento no son procesos por completo separados. De hecho, a cualquier nivel de M , puede haber ocurrido rotación en una parte de la muestra y desplazamiento en otra. Incluso para ciertas orientaciones de una muestra monocristalina, ambas pueden aparecer simultáneamente en las mismas porciones de ella.

3.6.3 OBSTACULOS PARA EL MOVIMIENTO DE LOS DOMINIOS.

Evidentemente, lo visto hasta aquí, se alterará si el material magnético deja de encontrarse puro y presenta una serie de imperfecciones de un tipo o de otro que impidan el fácil movimiento de las paredes. Estos obstáculos pueden ser de dos tipos: inclusiones y microtensiones residuales.

Las inclusiones pueden tomar varias formas. Pueden ser óxidos, sulfuros o similares, encontrándose como impurezas en un metal o aleación. Pueden ser simplemente huecos o grietas. Desde un punto de vista magnético, una "inclusion" en un dominio, es una región que presenta una magnetización espontánea diferente de la del material que la rodea, e incluso, ninguna magnetización. Tomaremos así más fácilmente, una inclusión solo como una región no magnética. Pues bien, como puede comprenderse, la presencia de tales inclusiones hará que el movimiento libre de las paredes de los dominios pase a encontrar unos ciertos condicionantes. No lo demostraremos aquí pero puede verse que la presencia de una inclusión puede hacer que la pared llegue a quedar como fijada a la misma a fin de disminuir el área de dicha pared y de aquí, su energía. Como consecuencia, será necesario un campo superior para lograr un desplazamiento de los dominios similar al de sin obstáculos. Todo se refleja en la forma de la curva de magnetización que puede verse grandemente afectada.

Las microtensiones residuales pueden proceder de varias causas. Las más señaladas son las dislocaciones de la malla cristalina, la magnetostricción (que estudiaremos más adelante) y las deformaciones plásticas por trabajado en frío. No estudiaremos de qué forma afectan microtensiones al movimiento de los dominios ya que precisaríamos más espacio del que podemos dedicarle aquí. Solo señalaremos que, igual que ocurría con las inclusiones, la forma del ciclo de histéresis puede quedar alterado.

3.6.4 ANISOTROPIA MAGNETICA.

Hasta aquí hemos visto que el valor de la magnetización de saturación era una constante del material y que la forma de llegar a ella dependía del mismo. Pero no hemos dicho nada de que también podía depender de la dirección en que se aplicaba el campo. Este hecho se denomina anisotropía magnética y significa así, simplemente, que las propiedades magnéticas de un cuerpo dependen de la dirección en que son medidas.

Existen varios tipos de anisotropía:

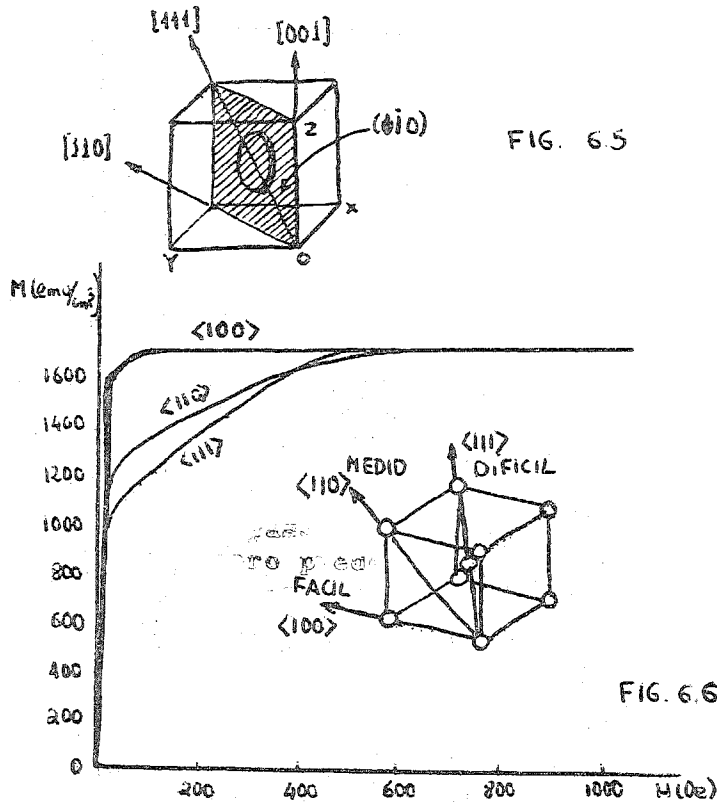
1. Anisotropía cristalina
2. Anisotropía de forma
3. Anisotropía de esfuerzo mecánico.
4. Anisotropía inducida por
 - a) Templado magnético
 - b) Deformación plástica.

De éstas, la única intrínseca al material es la cristalina. Todas las demás son extrínsecas o inducidas.

Estudiaremos con algún detenimiento los dos primeros tipos.

3.6.4.1 ANISOTROPIA CRISTALINA.

Como ejemplo de este tipo de anisotropía veremos lo que ocurre en cristales cúbicos, pudiéndose pasar fácilmente, a cualquier otro tipo de simetría.



Supongamos que en un monocristal se corta una rebanada del mismo con la forma de un disco, paralela a un plano de la forma $\{110\}$. Esta muestra tendrá así direcciones $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ y $\langle 111 \rangle$ como diámetros, según puede verse en la Fig. 6.5. para el plano $(1\bar{1}0)$. Medidas de curvas de magnetización según estos diámetros, en el plano del disco, dará información de estas direcciones cristalográficas. Los resultados para el hierro, que tiene una estructura cúbica centrada en el cuerpo, son los mostrados en la Fig. 6.6. Estas medidas muestran que la saturación puede conseguirse con campos relativamente pequeños, del orden de unas cuantas decenas de oersteds, en la dirección $\langle 100 \rangle$ que por ello se denomina dirección fácil de magnetización. En cambio, para la dirección $\langle 110 \rangle$, son necesarios campos de varios cientos de oersteds y lo mismo para

la $\langle 111 \rangle$. La $\langle 110 \rangle$ se denomina así dirección de magnetización media y la $\langle 111 \rangle$ dura o de magnetización difícil. No indicaremos más aquí acerca de lo que ocurre en otros cristales con diferentes simetrías ya que su interés práctico, de momento, es bastante reducido. No ocurre lo mismo con agregados policristalinos que son los que vamos a encontrar en los materiales de uso común. Pasemos entonces a estudiar estos con un poco de más detalle.

Si los granos que constituyen una muestra policristalina están orientados al azar en el espacio, una circunstancia ésta bastante rara, las anisotropías de los granos individuales se compensarán entre sí con lo que la muestra, como un todo, no presentará anisotropía cristalina. Si por otra parte, los cristales presentan una orientación preferente, llamada también textura, con lo que el agregado policristalino mostrará una anisotropía réplica de la de los cristales individuales.

El grado de textura que posee una muestra depende de su forma y de cómo se formó. Así, por ejemplo, un hilo de sección circular, una barra o una varilla posee textura de fibra: cada grano posee una dirección -

cristalográfica $\langle u v w \rangle$ paralela, o casi paralela, a una dirección denominada eje de la fibra, que en el caso de un hilo coincide con su eje. Un hilo de hierro, por ejemplo, posee una textura de fibra $\langle 110 \rangle$. Cápas evaporadas o electrodepositadas, sobre una superficie plana, poseen también textura de fibra, pero aquí el eje de la fibra es normal a la superficie de deposición.

Hojas hechas por laminado poseen una textura en la que, en cada grano, un cierto plano $\{h k l\}$ es paralelo a la superficie de la hoja y una cierta dirección $\langle u v w \rangle$ en ese plano es paralela a la dirección en que fué laminada la hoja. Tales texturas en hoja se describen por el símbolo: $\{ \text{plano de laminado} \} \{ \text{dirección de laminado} \}$. Así, la denominada "textura en cubo", de algunos metales y aleaciones, es la $\{100\} \{001\}$.

La textura se diferencia también de acuerdo a como han sido formadas durante un tratamiento térmico de recristalización (texturas de recristalización) o de deformación (texturas de deformación).

La anisotropía cristalina se usa, muy a menudo, en la fabricación de materiales magnéticos introduciendo una textura que sea tal que las direcciones fáciles en la magnetización en todos los granos sean paralelas. El bloque policristalino, como un todo, posee entonces una magnetización fácil. Es posible un cierto control de grano y, en menor nivel, de la orientación deseada en metales y aleaciones formados por los procesos usuales de laminado, trefilado o moldeado. Pero el metalúrgico aún no ha aprendido a fabricar la textura deseada, a su voluntad. Así, por ejemplo, las texturas de deformación y recristalización de un hilo de hierro son $\langle 100 \rangle$ y resisten muy intensamente cualquier intento de rotar las direcciones fáciles $\langle 100 \rangle$ paralelamente al eje del hilo.

Por otra parte, control de la orientación del eje fácil es relativamente fácil cuando la operación de manufactura es la aginterización de un agregado de partículas, metálicas o no. Es simplemente, aplicar un campo magnético suficientemente intenso en la dirección requerida durante la operación de prensado. Cuando las partículas están aún en un aglomerado no rígido, el campo alinea automáticamente a los ejes fáciles entre sí con el campo; la masa ya compacta presenta entonces la orientación adecuada. Una limitación del método es que cada partícula deberá ser un monocristal, si no aparecerá alineación.

3.6.4.2 ANISOTROPIA DE FORMA.

Si se toma una muestra policristalina sin orientación preferente en sus granos, la muestra, como un todo, será anisotrópica. Si es esférica en su forma externa, el mismo campo aplicado magnetizará de igual forma cualquier dirección. Pero si es no esférica, será más fácil magnetizarla según un eje mayor que según un eje menor. La razón de esto, que no detallaremos aquí, es que el campo desmagnetizante según un eje menor es mayor que según un eje mayor y por ello, el campo aplicado según un eje menor necesitará ser más intenso para producir el mismo campo en el interior de la muestra. Por ello, simplemente la forma puede ser una fuente de anisotropía magnética.

3.6.5 MAGNETOESTRICCION.

Cuando una substancia se somete a un campo magnético, sus dimensiones cambian. Este efecto se denomina Magnetoestricción. Fué descubierta hace bastante tiempo, tanto como que en 1.842, Louie descubrió que una varilla de hierro aumentaba su longitud cuando se magnetizaba por un campo débil según su eje principal. Su cambio relativo en longitud $\Delta l/l$ se designa por λ :

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l}$$

El valor de λ , medio en la saturación se denomina magnetoestricción de saturación λ_s .

La magnetoestricción ocurre en todas las sustancias puras. Sin embargo, aún para sustancias fuertemente magnéticas, el efecto es pequeño: λ_s es típicamente del orden de 10^{-5} .

Aunque, como hemos dicho, este efecto es pequeño, su efecto inverso origina que propiedades tales como la permeabilidad y el tamaño del ciclo de histéresis depende de los esfuerzos mecánicos en muchos materiales. La magnetoestricción por ello tiene muchas consecuencias prácticas y a ella se ha dedicado un gran esfuerzo investigador.

El valor de λ_s puede ser positivo, negativo o, en algunas aleaciones, cero. El valor de λ depende de la magnetización y por ello,

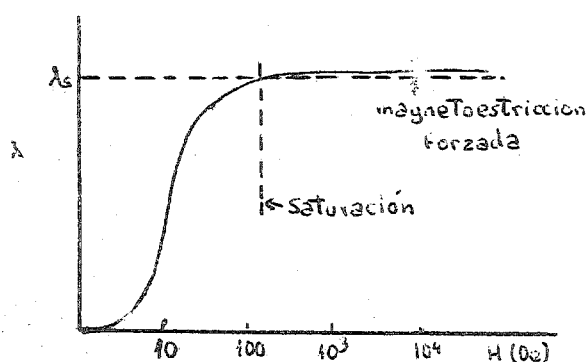


Fig. 6.6

del campo aplicado. La Fig. 6.6 muestra cómo varía λ con H para una sustancia con magnetoestricción positiva. Como vimos antes, el proceso de magnetización ocurriría por dos mecanismos, desplazamiento y rotación de los dominios; la mayor parte del cambio de longitud ocurre durante la rotación de los dominios.

Entre el estado demagnetizado y la saturación, el volumen de la muestra permanece prácticamente constante. Esto implica que apa

recerá, al mismo tiempo que la longitudinal, una magnetoestricción transversal que, aproximadamente podemos tomar igual a

$$\lambda_t = - \frac{\lambda}{2}$$

Evidentemente, la anisotropía de la muestra, influiría sobre los efectos que obtendremos según apliquemos el campo en una dirección u

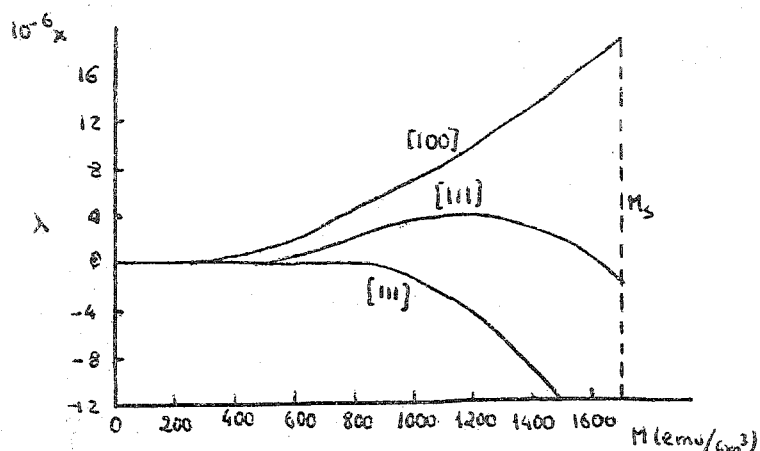


Fig. 6.7

otra. Así, la Fig. 6.7, muestra las curvas experimentales para la magnetoestricción según diferentes direcciones en un cristal de hierro. Este comportamiento, como puede verse, es bastante complejo. Cuando el campo es paralelo a $[100]$ la deformación en esa dirección es una simple dilatación. Cuando el campo es paralelo a la $[100]$, el cristal primero se dilata y luego se contra. Cuando se hace según la $[111]$, siempre se contrae. La explicación del fenómeno es bastante compleja y no la veremos aquí.

3.6.6 PERDIDAS DE ENERGIA POR HISTERESIS.

Cuando vimos el comportamiento de un material frente a variaciones periódicas del campo aplicado, y que venía representado por su ciclo de histéresis, no hablamos nada de las pérdidas de energía que se podían producir. Estas pérdidas serán las que veamos ahora y son las que nos van a determinar qué material es el más adecuado para cada aplicación. Vamos a demostrar que estas pérdidas son proporcionales al área del ciclo de histéresis.

Por ello veamos el trabajo necesario para llevar un cristal a la saturación que será el trabajo necesario para magnetizar una varilla del material dado por medio de una bobina puesta a su alrededor. Sea l la longitud de esta varilla y A su sección transversal, y n el número de vueltas de la bobina. Cuando la corriente aumenta en di , la inducción aumenta en dB y el flujo en $d\phi = A dB$. Este cambio en flujo inducirá una fem e en la bobina, por lo que se necesitará un cierto trabajo para sobrepasarla. El trabajo total realizado en este tiempo dt será

$$VdW = ei dt \text{ joule.}$$

donde V es el volumen de la varilla y W el trabajo por unidad de volumen como era

$$e = 10^{-8} n \frac{d\phi}{dt} = 10^{-8} n A \frac{dB}{dt} \text{ volts}$$

y el campo producido por esa corriente era

$$i = \frac{4\pi}{10} \frac{ni}{e} \text{ Oe}$$

que combinada y recordando que $V = Al$ se obtiene

$$dW = \frac{10^{-7}}{4\pi} H dB \text{ jul/cm}^3 = \frac{HdB}{4\pi} \text{ erg/cm}^3$$

de donde el trabajo por unidad de volumen para cambiar la inducción de 0 a B es

$$W = \frac{1}{4\pi} \int_0^B H dB \text{ erg/cm}^3$$

donde H viene en oersteds y B en gauss como era $B=H+4\pi M$, - para un campo H fijo será - $dB = 4\pi dM$ y así

$$W = \int_0^M H dM \text{ erg/cm}^3$$

donde M viene dado en emu/cm³. Así, el trabajo realizado de la magnetización, es simplemente, el área entre la curva M, H y el eje de M , que es la parte rayada en la Fig. 6.8 (a)

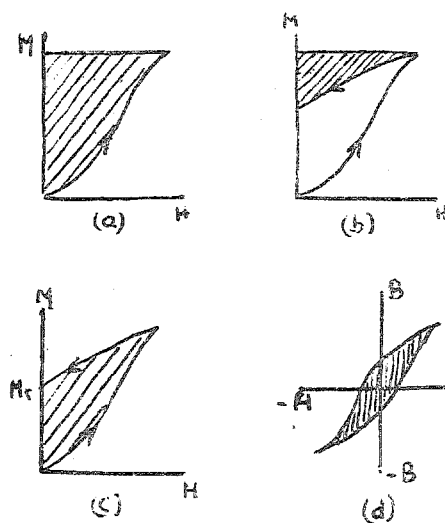


Fig. 6.8

Continuando el ciclo de histéresis, la disminución del campo H hasta valer 0 devolverá una cierta energía igual al área rayada de la Fig. 6.8 (b) al circuito de magnetización. Con ello la energía almacenada en el material cuando ha vuelto al punto M_r será el área rayada en la Fig. 6.8 (c).

Cuando el material se le hace recorrer, finalmente, un ciclo completo, la energía total suministrada a la muestra será la pérdida por histéresis W_n , que es igual a $1/4\pi$ veces el área encerrada por el ciclo $B-H$, mostrado en la Fig. 6.8 (d). Esta energía aparece como energía calorífica en la muestra.

3.6.7 PERDIDAS DE ENERGIA POR CORRIENTES INDUCIDAS.

Las corrientes inducidas en un material magnético puede decirse que son, sencillas en principio y complejas en detalle. No veremos aquí los aspectos cuantitativos sino solo los más sencillos de los cualitativos.

Supongamos una varilla de material magnético sobre la que se arrolla un hilo conductor, como en la Fig. 6.9, conectado a una fuente de corriente continua. Cuando se cierra dicho interruptor, se establece una corriente i_w por el hilo que crea un campo H_a a lo largo del eje de la varilla y uniforme según una sección transversal de la misma. El campo magnético a la varilla y crece la inducción B desde su valor inicial de cero. Por ello, se inducirá una fem e en la varilla, que según la ley de Faraday, será proporcional a dB/dt . Cuando la corriente i_w está creciendo, la dirección de e es tal que crea unas corrientes inducidas i_{ec} en el camino circular mostrado. La dirección de e e i_{ec} se conoce, según la ley de Lenz, que tendrán una dirección tal que la fem inducida se oponga a la causa que la produce. Así e e i_{ec} son antiparalelos a i_w , cuando i_w aumenta. De igual forma, el campo H_{ec} debido a las corrientes inducidas es antiparalelo al campo H_a creado por i_w . La magnitud de la fem que actúa en un camino circular de radio r es

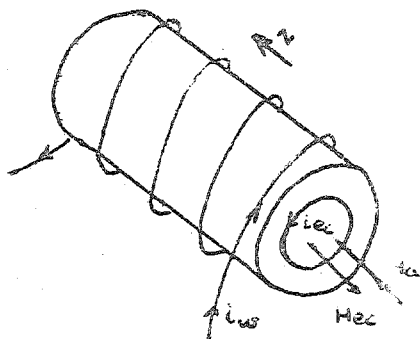


Fig 6.9

tal que la fem inducida se oponga a la causa que la produce. Así e e i_{ec} son antiparalelos a i_w , cuando i_w aumenta. De igual forma, el campo H_{ec} debido a las corrientes inducidas es antiparalelo al campo H_a creado por i_w . La magnitud de la fem que actúa en un camino circular de radio r es

$$e = - 10^{-8} \frac{d\phi}{dt} = - 10^{-8} A \frac{dB}{dt} \text{ volts.}$$

donde $A = \pi r^2$ es la sección transversal de la varilla en el camino tomado (cm^2) B la inducción (gauss), ϕ el flujo (maxwells) y t el tiempo (seg).

Señalemos ahora los siguientes puntos:

- Se inducirá una fem en cualquier material, magnético o no.
- Para una dH_a/dt dada, la fem inducida será tanto mayor cuanto mayor sea la permeabilidad μ , ya que $e = f(B) = f(\mu H)$. Así el efecto de las corrientes inducidas es mucho más intenso en los materiales magnéticos donde μ puede cientos, e incluso miles, de veces superior al de los no magnéticos ($\mu \approx 1$).
- Para dB/dt y e dados, las corrientes de pérdidas serán mayores cuanto menores sean los valores de la resistividad del material. En las ferritas, que son prácticamente aislantes, el efecto de estas corrientes está casi ausente.

Si el campo aplicado a la varilla es alterno, circularán corrientes constantemente, con direcciones opuestas en cada medio ciclo, siendo así una fuente continua de calor. Este calor es aprovechado en el calentamiento por alta frecuencia, que veremos en otro punto de la signatura, pero en el núcleo de un transformador, este calor representa una pérdida de energía por lo que ha de tratarse por todos los medios de eliminarle. Volveremos a este punto más adelante.

3.7 TIPOS DE MATERIALES MAGNETICOS DE USO MAS FRECUENTE.

Como ya se dijo al comenzar el punto 3.6 toda la inmensa variedad de materiales magnéticos puede dividirse fácilmente en dos grandes grupos: los magnéticamente blandos (fáciles para magnetizar y demagnetizar) y los magnéticamente duros (difíciles para magnetizar y demagnetizar). La característica de los del primer grupo es su alta permeabilidad y es esto, sobre todo, este poder multiplicador del flujo de los materiales magnéticos blandos o dulces lo que les hace idóneos para máquinas y dispositivos. Por otra parte, los magnéticamente duros, se usan como imanes permanentes; en ello el requisito primario es una alta coercitividad ya que, un imán permanente, una vez magnetizado, deberá ser capaz de resistir la acción demagnetizante de campos diversos incluido el suyo.

Como dato práctico podemos señalar que el mercado de materiales magnéticos estaba dividido en 1.968, en los Estados Unidos, de la siguiente forma: 49% de materiales magnéticos blandos y 51% de duros, es to es, caso exactamente mitad y mitad para cada uno de los tipos.

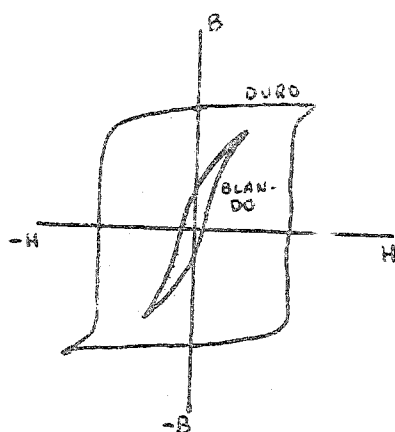


Fig 7.1

De una forma gráfica la diferencia puede verse claramente en la Fig. 7.1, donde se dan formas relativas de materiales magnéticos duros y blandos. Lo dicho anteriormente queda en ella de manifiesto. Vemos la diferencia neta en cuanto a áreas de los ciclos de histéresis se refiere, el área de la de los blandos es notoriamente inferior a la de los duros. Por ello los primeros serán de uso necesario donde el material esté obligado a recorrer un alto número de veces por segundo dicho ciclo; este es el caso del núcleo de un transformador. Ello es debido, según vimos en 3.6.6 a que las pérdidas por histéresis eran proporcionales al área de su ciclo.

Por otra parte, según vimos también en 3.6.7 aparecían otro tipo de pérdidas, las por corrientes inducidas que solo podían reducirse aumentando el valor de la resistividad del material. Pero en general no es posible aumentar sensiblemente la resistividad sin que aumenten las pérdidas por histéresis. Es posible obtener cierta restricción en el flujo de corriente usando núcleos de material laminado o en polvo. Aún así, las aleaciones hierro-silicio (que veremos con mas detalle posteriormente) usadas a bajas frecuencias (por ej. 50 c/seg) poseen pérdidas demasiado elevadas para las de audio, en cuyo caso deben usarse aleaciones hierro-niquel (Permalloys); a frecuencias más elevadas, las ferritas de cerámica, que poseen resistividades eléctricas más elevadas, suplantando al Permalloy.

Veamos ahora qué puede hacer el que un material sea duro o blando aunque, de hecho, ya lo hayamos visto indirectamente en 3.6.

Como se mencionó anteriormente, el proceso de magnetización de un material ferromagnético o ferrimagnéticos consiste en mover primeramente los límites de los dominios de modo que aquellos que están orientados favorablemente crezcan y los dominios desfavorables se contraigan. Si las paredes de los dominios son fáciles de mover, la fuerza coercitiva es baja, y el material fácilmente magnetizable, recibe el nombre de material magnético blando. Si es difícil mover los límites de los dominios, la fuerza coercitiva elevada y es difícil magnetizar el material, este se denomina imán permanente o duro. En un material muy duro, las paredes de los dominios pueden ser totalmente inamovibles. Esta inmovilización puede ser causada por defectos estructurales, particularmente inclusiones no magnéticas, huecos precipitados de una fase no magnética. Todo esto fué lo que vimos en 3.6.3. Allí vimos que las paredes de los dominios son atraídas hacia estas imperfecciones porque con ello la energía de la pared se reduce. También, la inclusión puede poseer un dominio propio alterando el estado primitivo. Como regla casi general podemos decir que los defectos que hacen un material magnéticamente duro lo hacen también mecánicamente duro.

Pasemos ahora a ver que aleaciones son las más comunes.

3.7.1 ALEACIONES DE HIERRO-SILICIO.

El tipo de material magnético blando más usado generalmente es la aleación hierro-silicio. Antes de 1.900 se usaba acero ordinario

con poco carbono para aplicaciones de potencia de baja frecuencia en transformadores, generadores y motores. Hoy en día se usan, en cambio, aleaciones hierro-silicio, que reducen las pérdidas de potencia por un factor de tres. La adición de silicio al hierro aumenta la resistividad eléctrica, reduciendo en esta forma las pérdidas por corrientes parásitas y la histéresis. También aumenta la permeabilidad magnética. La presencia del silicio en el hierro hace más difícil la laminación delgada (la mayoría de los núcleos de transformadores se hacen de hojas laminadas). En la fusión del hierro silicio en el horno de arco eléctrico, se elimina el azufre, fósforo, nitrógeno, carbono y oxígeno indeseables. El material laminado puede refinarse aún más por recocido en hidrógeno húmedo y después en hidrógeno seco, para eliminar el carbono y oxígeno residuales. Este tipo de proceso mejora la permeabilidad.

Si la laminación y el recocido de las láminas de hierro-silicio se controlan cuidadosamente, se puede inducir la orientación preferente de los cristales. En este caso las direcciones de fácil magnetización están en la dirección de laminación como se indica en la Fig. 7.2.

Es más fácil imantar las láminas con textura de las Fig. 7.2b y 7.2c en la dirección de laminación, que las láminas con textura caótica (Fig. 7.2a), pues los granos desfavorablemente orientados de la Fig. 7.2a necesitan campos magnetizantes más elevados. La Fig. 7.3 ilustra la gran ventaja en permeabilidad del hierro silicio con textura

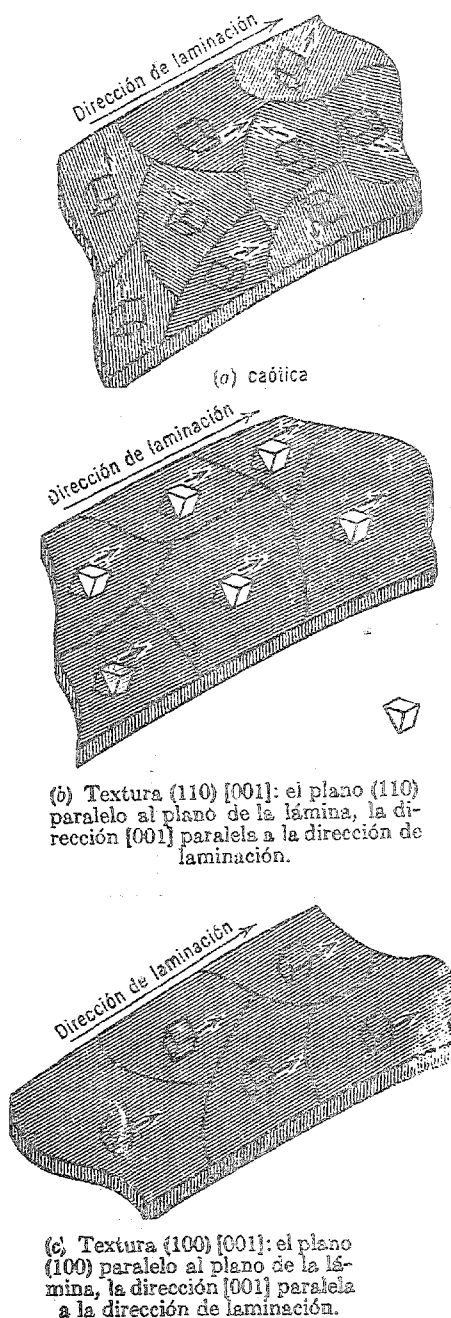


FIG. 7.2

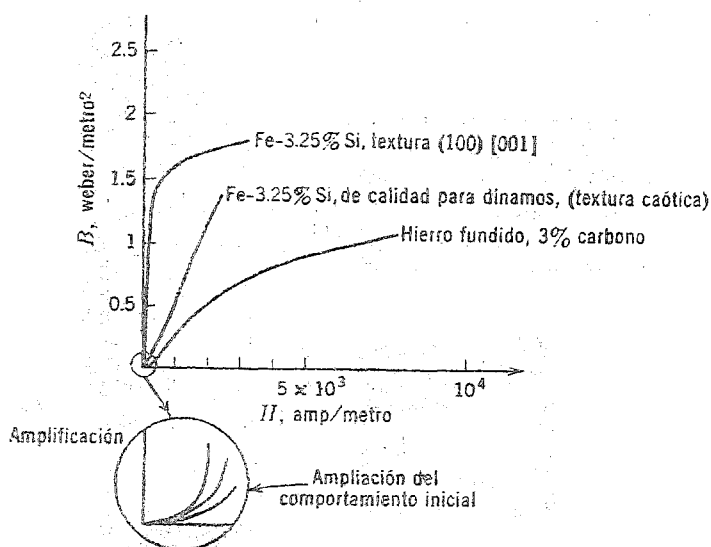


FIG. 7.3

caótica sobre el hierro fundido ordinario (o acero con carbono corriente), y la ventaja aún mayor del hierro silicio con textura sobre la forma caótica. La saturación más fácil está acompañada también de menor histéresis.

3.7.2 ALEACIONES HIERRO-NIQUEL BLANDAS.

El comportamiento de magnetización inicial del hierro y de las aleaciones hierro-silicio está ampliado en la figura 7.3. Demuestra que la permeabilidad de estos materiales en campos débiles es relativamente baja. La reducida permeabilidad inicial no es un problema real en equipos de potencia donde los materiales del núcleo operan a magnetizaciones elevadas. Sin embargo, para equipos de comunicaciones de alta sensibilidad y fidelidad, las aleaciones hierro-silicio no son apropiadas. En estos equipos se usan generalmente aleaciones hierro-níquel. La tabla 7.1 compara las propiedades importantes del hierro y del hierro silicio con las de tres aleaciones comerciales hierro-níquel. Las permaloys y los metales poseen mayor permeabilidad inicial y menores pérdidas por histéresis y por corrientes parásitas. Como lo indica la tabla 7.1, estas ventajas se obtienen a expensas de la inducción de saturación pero, pese a ello, estas aleaciones son útiles para la operación a audio-frecuencia y radiofrecuencias bajas.

Las permeabilidades de las aleaciones hierro-níquel son sensitivas a los tratamientos térmicos y mecánicos, especialmente para composiciones entre 50% y 80% de níquel.

Tabla 7.1. Propiedades magnéticas típicas de diversos materiales magnéticos blandos.

M a t e r i a l	Permeabilidad relativa ini- cial (μ_r para $B \sim 0$).	Pérdidas por histéresis - Julios/m ³ - por ciclo.	Inducción de satura- ción We- ber/m ² .
Lingote de hierro comercial	250	500	2.16
Fe-4% Si, caótica	500	50-150	1.95
Fe-3% Si, orientada	15,000	35-140	2.0
Permaloy 45 (45% Ni-55% Fe)	2,700	120	1.6
Monumetal (75% Ni-5% Cu-2% Cr-18% Fe)	30,000	20	0.8
Supermaloy (79% Ni-15% Fe-5% Mo-0.5% Mn)	100,000	2	0.79

Si una de estas aleaciones es enfriada lentamente desde encima de 600°C - hasta debajo de 400°C, su permeabilidad es aproximadamente la mitad de la permeabilidad de la misma aleación enfriada rápidamente en este intervalo de temperatura. Este comportamiento se debe a la transformación orden-desorden en el sistema níquel-hierro. Debajo de 500°C, la estructura de equilibrio de estas aleaciones CCC contiene átomos de Ni en los centros de las caras y átomos de Fe en las esquinas. La estructura perfectamente ordenada posee una permeabilidad relativamente baja; el enfriamiento lento más abajo de 500°C favorece el ordenamiento. El templado por otra parte suprime la transformación de orden y produce una permeabilidad más elevada. Se pueden obtener permeabilidades más elevadas mediante el recocido magnético; - esto requiere un enfriamiento desde 600°C en un campo magnético. La aleación desarrolla una intensa anisotropía magnética, con la dirección de magnetización fácil igual que la dirección del campo aplicado durante el enfriamiento, como se ilustra en la Fig. 7.4. El recocido magnético afecta - también la curva de histéresis, como se indica en la figura 7.5. El ciclo de histéresis cuadrado que resulta es deseable en las aplicaciones en computadores, amplificadores magnéticos y transformadores de pulsos. Es necesario tener gran cuidado en el manejo de las aleaciones hierro-níquel, pues

la deformación plástica reduce drásticamente la permeabilidad. Por esta razón, las láminas o cintas de Permaloy primero se laminan o enrollan en la forma deseada y después se recuecen. Este tipo de proceso puede elevar la permeabilidad relativa de la supermaloy (tabla 7.1) sobre un millón.

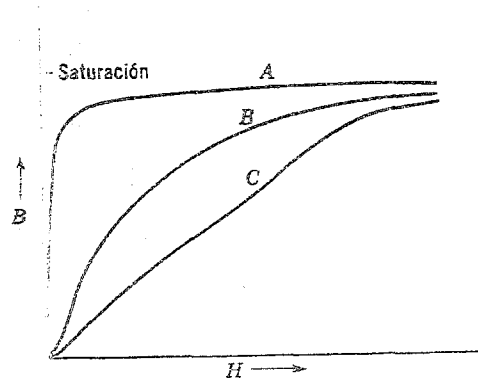


Fig. 7.4 Anisotropía de la magnetización para una aleación de 21.5% Fe-78.5% Ni. La aleación fue enfriada desde 600°C en un campo magnético. La curva A es la curva B-H con el campo aplicado paralelo a la dirección del campo usado durante el enfriamiento; la curva C es la curva B-H con el campo perpendicular. La curva B es para la misma aleación enfriada en ausencia de un campo magnético. (De Physics of Magnetism, S. Chikazumi y S.H. Charap, Wiley, Nueva York, 1.964, página 360).

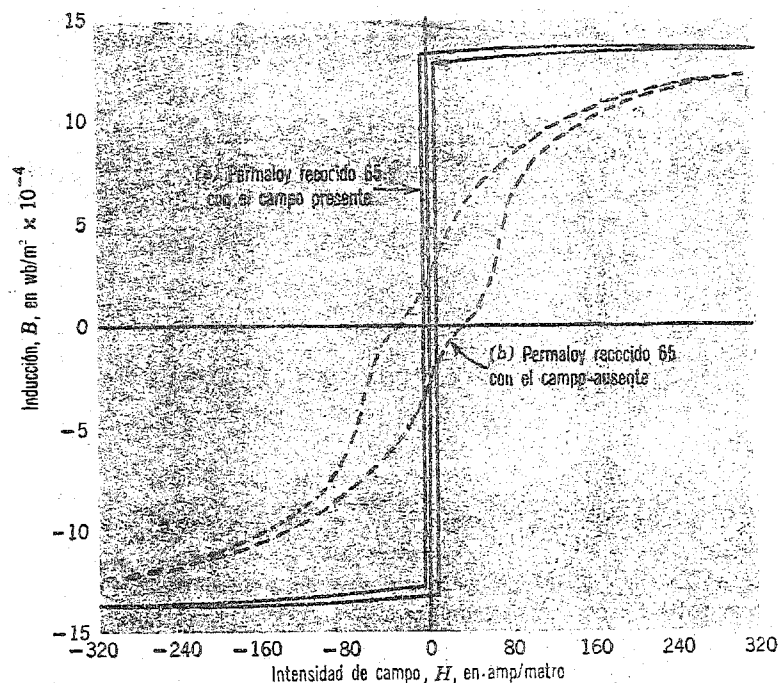


Fig. 7.5. El efecto del recocido magnético en la curva de histéresis de una aleación de 65% Fe. (Según R. M. Bozort, Ferromagnetism, Van Nostrand, Nueva York, 1.951, pág. 121)

3.7.3 FERRITAS Y GRANATES BLANDOS.

Las curvas de histéresis, estructura de dominios, y el movimiento de los dominios de las ferritas son similares a los de los metales ferromagnéticos. Como se mencionó anteriormente, su elevada permeabilidad magnética se debe a una interacción ferromagnética que alinea rígidamente los momentos magnéticos vecinos en direcciones opuestas. Como los momentos de un grupo son mayores que los del otro, se produce un momento neto. La mayoría de las ferritas poseen la estructura espinela invertida que ya vimos en su momento. No haremos, pues, más referencias a dicho tipo de estructura.

Existen ferritas duras y blandas tal como en el caso de los materiales ferromagnéticos. Las ferritas blandas poseen una inducción de saturación menor que los materiales ferromagnéticos blandos, pero poseen resistividad más elevada. En consecuencia, las pérdidas por corrientes parásitas son mucho menores; generalmente son menores que una millonésima parte que las de las aleaciones hierro-silicio típicas. Para frecuencias mayores de 10^6 ciclos, seg, los núcleos de ferritas son indispensables.

Las ferritas se fabrican cuidadosamente mezclando óxidos en polvo, comprimiéndolos y sintetizándolos a temperaturas elevadas. Los transformadores para alta frecuencia en los receptores de televisión y de frecuencia modulada se hacen casi siempre con núcleos de ferritas. Muchas de éstas, como la de (50% MgO, 50% MnO)-Fe₂O₃, poseen ciclos de histéresis cuadrados y en consecuencia son útiles en los computadores. Las ferritas níquel-cinc, como la Ferroxcube mencionada en la tabla 7.2, puede ser recocida magnéticamente para mejorar la cuadratura del ciclo de histéresis.

Tabla 7.2 Propiedades magnéticas típicas de ferritas blandas.

M a t e r i a l	Permeabilidad relativa ini- cial.	Inducción de saturación - Weber/m ² .	Resistividad eléctrica - Ω-m
Ferroxcube A ⁴ (48% MnO-Fe ₂ O ₃ 52% ZnO-Fe ₂ O ₃)	1200	0,36	0.5×10^6
Ferroxcube B ¹ (36% NiO-Fe ₂ O ₃ 64% ZnO-Fe ₂ O ₃)	650	0,29	10^3
NiO-Fe ₂ O ₃	17	0.23	10^3

En los transductores electromecánicos se usan a veces ferritas con elevados efectos magnetostrictivos. En aplicaciones a frecuencias elevadas, la magnetostricción en las ferritas puede producir ruidos indeseables y aun fallas.

Como se mencionó anteriormente, el momento magnético neto de la celda unitaria ferrita es igual al momento magnético de los iones metálicos bivalentes. La magnetización de saturación y usualmente la permeabilidad pueden aumentarse con iones bivalentes de mayor momento magnético. Los iones de las tierras raras con grandes momentos son principalmente trivalentes y demasiado voluminosos para ajustarse en los intersticios tetraédricos de la estructura ferrita. Sin embargo, los óxidos ferrimagnéticos denominados granates pueden incorporar los iones de tierras raras en su estructura. La fórmula para los granates ferrimagnéticos es $3M2O3 \cdot 5Fe2O3$, donde M es cualquier elemento de las tierras raras (Sm, Eu, Gd, etc.). El granate $3Y2O3 \cdot 5Fe2O3$, denominado granate yttrio-hierro, o simplemente YIG, posee una elevada resistividad y muy pequeñas pérdidas por histéresis a frecuencias de micro-ondas.

3.7.4 IMANES DUROS.

Los materiales que poseen los valores más elevados posibles de magnetización de saturación, remanencia, y fuerza coercitiva, se usan como imanes permanentes. La figura 7.6 compara las curvas de desmagnetiza

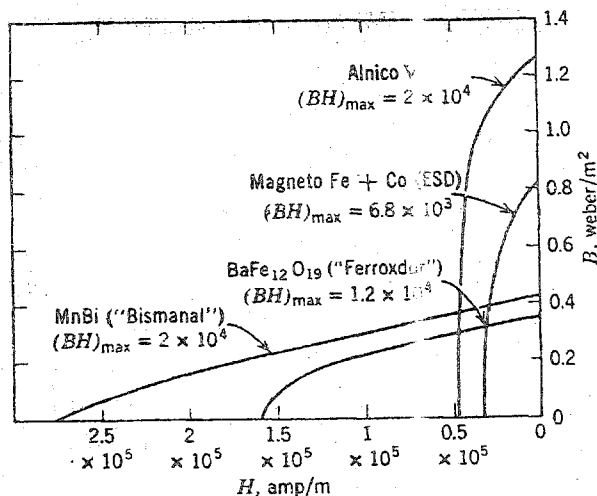


Figura 7.6 Curvas de desmagnetización para materiales magnéticos duros. (Según Bozorth de *The Science of Engineering Materials*, V. Goldman ed., Wiley, 1957.)

la única misión de un imán es suministrar un campo externo, ha de tener po los al descubierto. Un anillo magnetizado formando un circuito magnético cerrado, no es de ninguna utilidad, salvo en el caso de núcleos para memorias. Los polos al descubierto crean un campo demagnetizante H_d que hace que la inducción sea menor que el valor B_r de la remanente que puede encontrarse en un anillo cerrado.

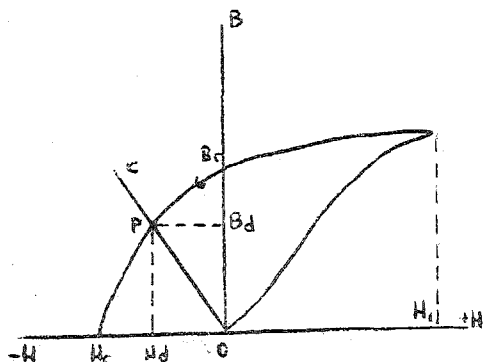


FIG. 7.7

Después de que el imán se ha fabricado, se le aplica un campo intenso H , y a continuación se anula haciendo que la inducción siga el camino mostrado en la Fig. 7.7. El punto de trabajo P del imán viene determinado por la intersección de la línea OC con el segundo cuadrante del ciclo de histéresis. Este cuadrante se denomina curva de desmagnetización del material. La forma y posición de esta curva, y no solo los valores de H_c y B_r , determinan el que un material sea o no adecuado como imán permanente.

La pendiente de la línea OC puede demostrarse depende del cociente entre la longitud y el diámetro del imán, por lo que puede alterarse a voluntad según diseño. Esta línea OC se denomina línea de carga y puede situar el punto de trabajo P en cualquier lugar de la curva de magnetización. El problema es ver cuál es el punto más idóneo.

Para ello supongamos el anillo de la Fig. 7.8 al cual se le ha quitado una pequeña rebanada de longitud l_g . El imán así formado suministrará un campo H_g de intensidad constante en el espacio libre. La inducción en el interior del imán será B_m y el campo H_m . De acuerdo con la ley de Ampere, la integral de línea de H según la línea de puntos de la figura deberá ser nula ya que no encierra ninguna corriente

$$\oint H dl = 0$$

$$H_g l_g - H_m l_m = 0$$

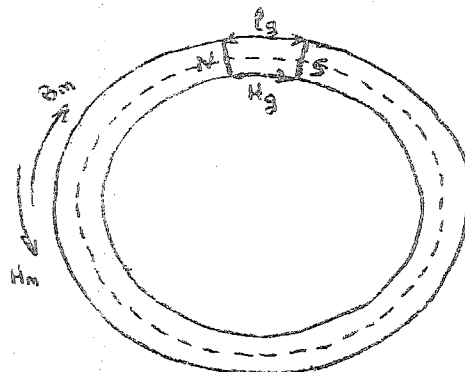


Fig 7.8

donde l_m es la longitud de imán. La continuidad del flujo nos suministra la segunda ecuación:

$$= B_g A_g = H_g A_g = B_m A_m$$

ya que $B = H$ en el espacio libre. Aquí A_g y A_m son las secciones transversales de la parte de espacio libre y del imán. En la Fig. 7.8 ambas son iguales ya que se supone que no hay dispersión de flujo. Sin embargo, en general, serán diferentes. El problema así es elegir las l_m y A_m que sean las más idóneas. De las ecuaciones anteriores se obtiene

$$M_g^2 = \frac{B_m H_m l_m A_m}{l_g A_g} \quad (6)$$

$$M_g^2 V_g = (B_m H_m) V_m$$

donde V representa volumen. Esta última expresión muestra que el volumen V_m del imán requerido para producir un campo dado es un mínimo cuando el

producto BH en el imán es un máximo. La Fig. 7.9 muestra como varía BH con B en la curva de desmagnetización, obteniéndose un valor $(BH)_{max}$ para un cierto valor de B que será el punto en el cual deberá hacerse trabajar al imán.

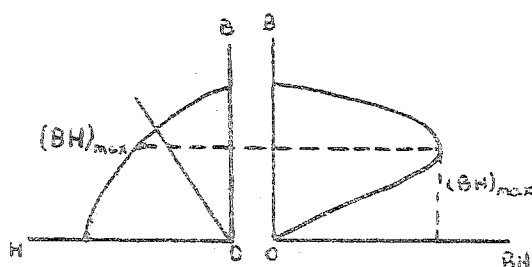


FIG 7.9

Una vez visto de qué forma puede diseñarse un imán, pasaremos a estudiar los tipos que podemos encontrar.

Las aleaciones magnéticas duras se clasifican en tres grupos, dependiendo de la transformación microestructural que produce el elevado producto de energía. Las aleaciones con endurecimiento por transformación experimentan una transformación martensítica al enfriarse, produciéndose una estructura fina de elevada dureza mecánica y de elevado esfuerzo interno. Los aceros de alto carbono y las aleaciones de acero que contienen W, Cr, Co o Al, pertenecen a esta categoría. Las aleaciones con endurecimiento por precipitación poseen una estructura aún más fina, con elevada resistencia al crecimiento y a la rotación de los dominios. En este grupo están Cunife (Cu-NiFe), Cunico (Cu-Ni-Co), aleaciones Alnico y Silmanal (Ag-Mn-Al). Aunque el Silmanal posee una magnetización de saturación relativamente baja, su fuerza coercitiva es considerablemente mayor que la de Bismantal, indicada en el Fig. 10.9. Las aleaciones con endurecimiento por ordenamiento, representadas típicamente por FePt y CoPt, forman supermallas al enfriarse, y poseen también una elevada fuerza coercitiva.

Las aleaciones tipo Alnico son comercialmente las más importantes entre los materiales magnéticos duros. Los imanes grandes se hacen con técnicas especiales de fundición y los pequeños con metalurgia de polvos. Si las aleaciones fundidas se solidifican direccionalmente para desarrollar granos columnares con direcciones $\langle 100 \rangle$ paralelas, se duplica el producto de energía. Después de fundida, la aleación es recocida en solución a $1,300^{\circ}\text{C}$ y después se le da un tratamiento térmico corto (~ 10 minutos) a 800°C . Si este tratamiento térmico es realizado en un campo magnético, la curva de desmagnetización y el producto de energía son acrecentados considerablemente, como se indica en la Fig. 7.10. Esta mejoramiento en la dirección del campo magnético se adquiere a expensas de las propiedades a ángulo recto con el campo. Después del tratamiento térmico a 800°C , es posible mejorar aún más mediante un tratamiento térmico prolongado (~ 14 horas) a 580°C en ausencia de un campo magnético, sin dejar de seguir la técnica original.

Aunque los tratamientos anteriores fueron desarrollados originalmente en forma empírica, los resultados teórico y experimentales recientes hacen posible asociar estas mejoras en la magnetización con las alteraciones sutiles en la microestructura. Usando microscopía electrónica con

gran poder de resolución, se encontró que las

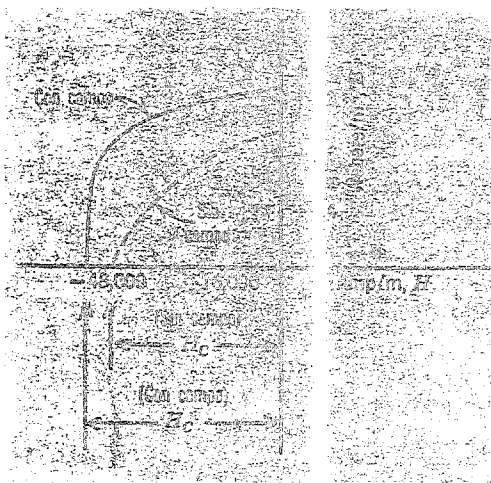


Fig. 7.10. El efecto del recocido magnético en la curva de desmagnetización de Alnico V. Los tratamientos térmicos fueron a 800°C con y sin campo magnético, seguidos en ambos casos por un tratamiento térmico a 600°C. Las direcciones del campo magnético durante el recocido y la desmagnetización son las mismas.

aleaciones tipo Alnico, que son de una fase CC a 1,300°C, se descomponen en dos fases cúbicas separadas CC α y α' a 800°C. El precipitado α' es rico en Fe y Co y en consecuencia posee una magnetización más elevada que la fase a rica en Ni-Al. La fase α se precipita rápidamente en planos 100 a 800°C como se ilustra en la 7.11. Si el tratamiento térmico a 800°C se efectúa en un campo magnético, la fase a parece preferir la dirección del campo. Esto deja al precipitado α' de mayor magnetización como finas partículas alargadas dentro de una red α , lo que es evidente en la micrografía electrónica de la Fig. 10.13. Las características magnéticas del material después de este tratamiento térmico son atribuidas a la anisotropía de la forma de la fase α' . La diferencia en la microestructura entre un material tratado térmicamente con y sin un campo magnético puede observarse comparando las Fig. 7.11 y 7.12.

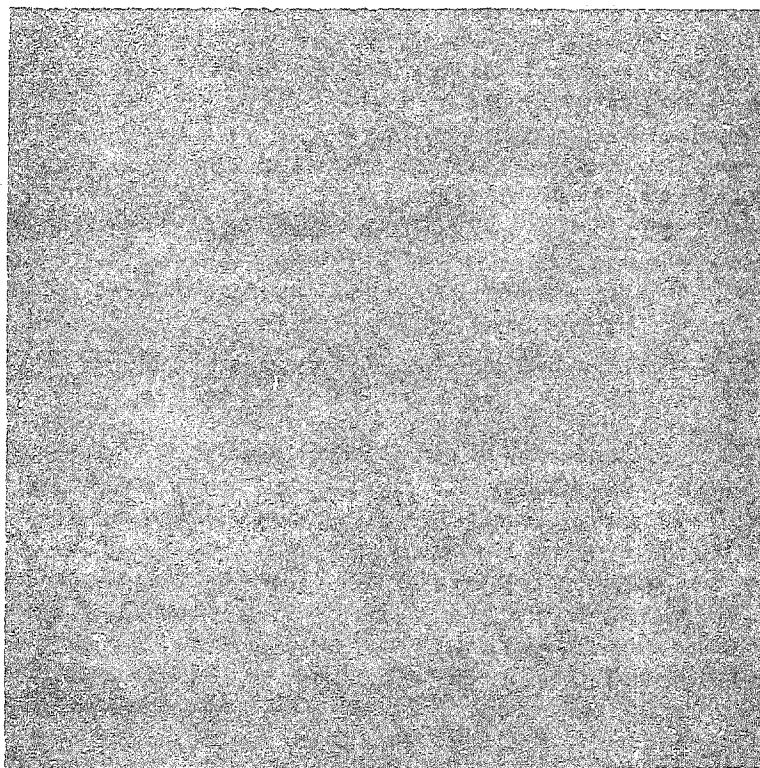


Fig. 7.11. Una micrografía electrónica, aumento de aproximadamente 100,000, de una aleación Al-Ni-Co-Fe después de un tratamiento térmico a 800°C sin campo magnético. La red de color claro es la fase α rica en Ni-Al, que se ha precipitado en los planos $[100]$. El material oscuro dentro de la red es la fase α' rica en Fe-Co.

Es difícil encontrar algún cambio en la microestructura después del tratamiento térmico de 14 horas a 580°C. El aumento adicional de la coercitividad se debe probablemente a la transferencia por difusión de Fe y Co de la fase α a α' . Esto tiende a hacer paramagnética la fase α .

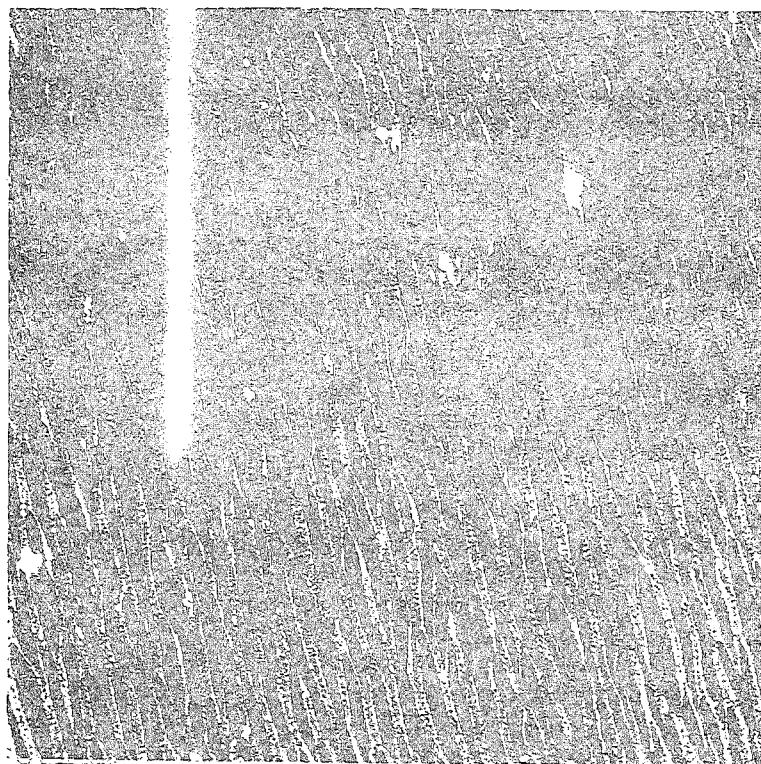


Fig. 7.12. Una micrografía electrónica, con aumento de aproximadamente 100,000, de una aleación Al-Ni-Co-Fe - después de un tratamiento térmico a 800°C en un campo magnético aplicado. La fase α es clara, y la α' oscura. La fase α' se ha alargado en la dirección del campo - aplicado produciéndose una anisotropía de la fuerza - coercitiva.

Los imanes tipo Alnico pueden considerarse como un conglomerado de precipitados α' alargados y de alta magnetización, de un espesor menor que el de una pared límite de dominios. Los precipitados están separados entre sí por una red de fase α paramagnética. Alnico tratada térmicamente posee un elevado producto de energía porque es difícil alterar los - momentos magnéticos de los precipitados α' .

3.7.5 IMANES DE PARTICULAS FINAS.

Se puede obtener alternativamente un material magnético duro con elevada fuerza coercitiva juntando y ligando partículas magnéticas más pequeñas que el espesor de una red de dominio. Como las partículas son de un solo dominio y están separadas entre sí por un aglutinante de resina o de un metal no magnético, la magnetización puede alterarse solamente mediante la rotación de momentos. Ferroxidur, la ferrita magnética dura antes mencionada, se prepara por compresión magnética, sinterización y recocido magnético del polvo fino de ferrita-BaO.

Se han producido imanes de partículas finas con productos de energía cercanos al de Alnico con partículas de Fe o de aleación Fe-Co de un solo dominio ligadas con Pb. Las partículas finas, precipitadas electroquímicamente de una solución en un cátodo de mercurio líquido, son alargadas en la dirección de magnetización fácil y tienen un espesor menor que el ancho de un límite de dominio (alrededor de 150 Å). La elevada fuerza coercitiva de estos imanes alargados de un solo dominio (ESD), se debe a -

tres factores: a las partículas finas de un solo dominio, a la anisotropía en la forma de las partículas, y al hecho de que las partículas son alargadas en la dirección de fácil magnetización. El material se enfría, el aglutinante se endurece, y bajo condiciones favorables resulta un material con un producto de energía de 9×10^3 julios/m³. La Fig. 7.6 ilustra la curva de desmagnetización para un material ESD hierro-cobalto. El cobalto se agrega para mejorar la magnetización de saturación, y con materiales ESD Fe-Co se han obtenido productos de energía de 1.5×10^4 julios/m³. Para el hierro el producto de energía teórico ESD bajo condiciones óptimas es 1.6×10^5 julios/m³, pero esto asume un volumen cero para el aglutinante y hierro completamente sólido, o sea, un polvo 100% denso. Si es necesario (los elementos de la aleación Alnico son materiales estratégicos), se podrían producir mejores materiales ESD, pero por el momento el material ESD es relativamente caro y rara vez se usa en vez de Alnico.

3.7.6 CINTAS Y PELICULAS.

Como se mencionó anteriormente, para usos en transformadores de bajas frecuencias se emplean láminas de aleaciones orientadas de hierro-silicio y hierro-níquel. Para frecuencias mayores que 20 cps se necesitan láminas más delgadas denominadas cintas. Para un megaciclo/seg se usan laminaciones menores que 10^{-5} metros. Cintas como ésta se usan en amplificadores magnéticos para computadoras y controles automáticos. Para fabricar componentes magnéticos aún más delgadas, películas de Ni-Fe de un espesor ≤ 1000 Å son evaporadas, ~~depositas~~ o depositadas eléctricamente en un campo magnético. Estas se usan en dispositivos magnéticos para la acumulación de memoria. En la cinta grabadora común, partículas finas alargadas de γ Fe₂O₃ se orientan en una cinta plástica para producir un ciclo de histéresis rectangular con elevada fuerza coercitiva. Para obtener fidelidad en la reproducción del sonido, es necesario que la magnetización residual de esta cinta sea proporcional a la señal eléctrica inicial producida por el sonido. En consecuencia, el material del núcleo debería ser lo más blando y libre de pérdidas que sea posible. Para este objeto, las ferritas blandas son preferibles a las Permalloys, y núcleos de ferritas con tiempos de inversión del orden de 10^{-6} segundos son una gran ayuda en la construcción de computadores. Las películas magnéticas delgadas con un espesor de ~ 3000 Å son aún más rápidas: 10^{-8} - 10^{-9} segundos. Las películas son usualmente de Permalloys y pueden prepararse por depósito eléctrico, descomposición de vapores químicos, o evaporación directa y depósito en vacío. En estas películas no se produce movimiento de dominios; de hecho los momentos rotan directamente y como resultado se hace posible la magnetización con gran rapidez. (En realidad, los dispositivos semiconductores se invierten aún más rápidamente. Los diodos de Esaki pueden invertirse en 10^{-11} - 10^{-12} segundos.)

6. ANTIFERROMAGNETISMO

6.1. Consideraciones preliminares.—Dijimos cuando estudiamos la teoría del ferromagnetismo que la interpretación cuántica del mismo estaba en unas fuerzas de intercambio que se expresaban mediante una integral de intercambio. En el caso del ferromagnetismo dicha integral, según la teoría de Heisenberg, adquiriría un valor positivo. Cuando toma un valor negativo, favoreciendo una orientación antiparalela de los spines continuos nos encontramos ante una sustancia antiferromagnética.

La propiedad mas característica de un policristal antiferromagnético es que la susceptibilidad muestra un máximo como función de la temperatura; un ejemplo de este comportamiento se muestra en la figura 6.1. Este hecho característico puede explicarse cualitativamente sobre la base del siguiente modelo.

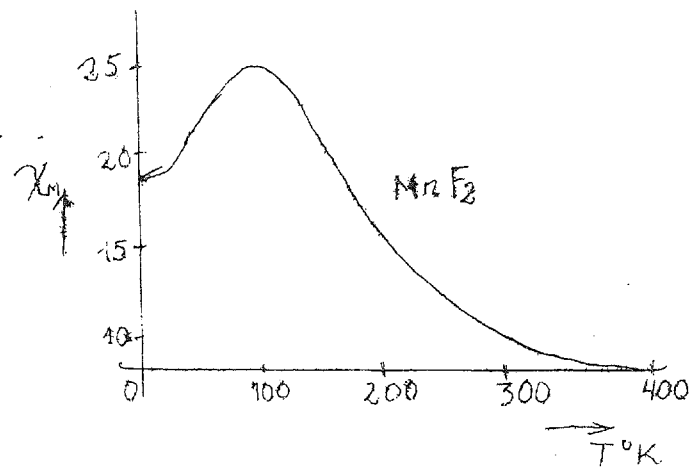


FIG. 6.1

Consideremos un cristal conteniendo dos tipos de átomos A y B distribuidos sobre dos mallas entrelazadas, por ejemplo, los átomos A ocupen las esquinas de un cubo elemental y los B los centros de los dichos cubos. Por otra parte, sea la interacción entre los átomos de tal característica que los spines A tiendan a orientarse antiparalelamente a los spines B. A bajas temperaturas esta interacción es bastante efectiva y en un campo extremo la magnetización resultante será pequeña: Según va creciendo la temperatura, la eficiencia de la interacción pasa a ser menos pronunciada y la susceptibilidad crece. Finalmente se llegará a una temperatura crítica T_N (la temperatura de Néel) en la que los spines quedan "libres" y por encima de ella, el material antiferromagnético pasa a ser paramagnético, esto es, χ decrece según aumenta T .

6.2 Modelo de las dos sub-redes.— Sigamos ahora con el modelo de las dos sub-redes de una manera más general a lo hecho anteriormente. Supondremos que todos los átomos que rodean a uno A son B y viceversa. Supondremos además que aparte de la interacción antiferromagnética AB, existen también otras AA y BB asimismo antiferromagnéticas. Por ello, el campo molecular en A y B será dado, respectivamente por

$$H_{ma} = H - \alpha M_a - \beta M_b \quad (6.1.a)$$

$$H_{mb} = H - \beta M_a - \alpha M_b \quad (6.1.b)$$

donde H es el campo aplicado, y M_a y M_b representan la magnetización de las redes A y B; α y β son positivos, y se conocen como constantes de Weiss. Consideraremos dos regiones de temperatura:

(i) $T > T_N$. Cuando la temperatura queda por encima de la temperatura de Néel, nos encontramos lejos de la saturación, y la magnetización de la red A puede escribirse.

$$M_a = (N \mu^2 / 3 K T) H_a \quad \text{con} \quad \mu^2 = \mu_B^2 g^2 J (J + 1) \quad (6.2)$$

donde N es el número de átomos A por unidad de volumen. Si suponemos que los dipolos de B son idénticos a los de R y que hay igual número de unos que de otros, podemos escribir similarmente

$$M_b = (N \mu^2 / 3 K T) H_b \quad (6.3.)$$

sustituyendo las ecuaciones (6.1) en las dos últimas, después de sumar queda

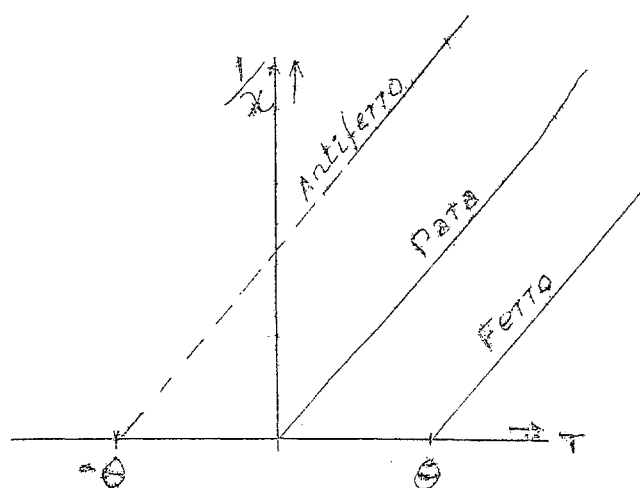
$$M = M_a + M_b = (N \mu^2 / 3 K T) [2 H - (\alpha + \beta) M]$$

esta ecuación pasa a ser una ecuación escalar si suponemos que M y H son paralelos. Queda así

$$\chi = M/H = \frac{2 N \mu^2 / 3 K}{T + N \mu^2 (\alpha + \beta) / 3 K} = \frac{C}{T + \theta} \quad (6.4)$$

Esta expresión puede compararse con la similar de la susceptibilidad para el ferromagnetismo (5.9) en una temperatura superior a la crítica; se ve que únicamente se ha cambiado $T - \theta$ por $T + \theta$ y que la constante C de Curie es doble que la correspondiente a una única red A ó B.

A fin de ilustrar la diferencia entre el comportamiento paramagnético, el ferromagnético y el antiferromagnético



co, el ferromagnético y el antiferromagnético en la θ región de las altas temperaturas, se ha dibujado en la fig.6.2 la representación de $1/\chi$ en función de T . Para los tres casos se obtiene

para	ferro	antiferro
$1/\chi = T/C$	$1/\chi = (T - \theta)/C$	$1/\chi = (T + \theta)/C$

(6.5)

(ii) Región por debajo de la temperatura de Néel .

En la temperatura de Néel T_N , nos encontramos suficientemente lejos aun de los efectos de la saturación para emplear las ecuaciones dadas antes para M_a y M_b . Por ello, en ausencia de campo magnético aplicado, podemos escribir para $T = T_N$, de acuerdo con (6.2)

$$M_a = - (N\mu^2/3KT_N)(\alpha M_a + \beta M_b)$$

$$\left[(1 + N\mu^2/3KT_N)\alpha \right] M_a + (N\mu^2/3KT_N)\beta M_b = 0 \quad (6.6)$$

Similarmente

$$(N\mu^2/3KT_N)\beta M_a + \left[1 + (N\mu^2/3KT_N)\alpha \right] M_b = 0 \quad (6.7)$$

Las dos últimas ecuaciones tiene solución solo, aparte de la trivial nula, para M_a y M_b si el determinante de los coeficientes es nulo. Haciendo uso del hecho de que $C = 2 N\mu^2/3K$ queda

$$T_N = C (\beta - \alpha)/2 \quad (6.8)$$

Notar que la temperatura de Néel crece según que la interacción antiferromagnética β entre A y B es mayor, mientras que disminuye según crece la interacción antiferromagnética α entre AA ó BB. Esto era lo que debía esperarse de las razones cualitativas dadas antes.

En el modelo empleado aquí, la temperatura de Néel no es idéntica a la θ que aparece en la susceptibilidad a altas temperaturas. La relación entre ambos puede obtenerse de (6.4) y (6.8). Se llega a

$$\theta = N\mu^2 (\alpha + \beta)/3K = C (\alpha + \beta)/2$$

de donde

$$T_{N/0} = (\beta - \alpha) / (\beta + \alpha) \quad (6.9)$$

Queda considerar el valor de la susceptibilidad por debajo de T_N ; para simplificar se puede suponer que $\alpha = 0$, esto es, que solo existe interacción AB.

Podemos encontrarnos dos casos.

(a) que el campo magnético aplicado sea perpendicular a la dirección natural de los spines.

(b) Que el campo magnético sea paralelo a la dirección natural de spin.

Se encuentra que el primer caso es, aproximadamente

$$\chi_{\perp} = 1 / \beta \quad (6.10)$$

esto es, independiente de la temperatura.

Los cálculos para el segundo son muchos mas complicados resultando una expresión en funciones de Brillouin que no vamos a dar aquí.



ESCUELA TECNICA SUPERIOR
DE
INGENIEROS DE TELECOMUNICACION

APUNTES SOBRE TECNOLOGIA DE
FABRICACION DE CIRCUITOS IN-
TEGRADOS MONOLITICOS.

J.A. MARTIN PEREDA

CATEDRA DE MATERIALES, COMPONENTES Y TECNOLOGIA DE FABRICACION

Mayo, 1974.

Los presentes apuntes solo tienen como fin el de agrupar los diferentes los diferentes aspectos tratados en las clases teóricas y completar algunos puntos que no fueron allí detallados suficientemente. No tratamos de dar una información completa de la Tecnología de Fabricación de Circuitos Integrados Monolíticos, ya que ello exigiría mucho mas espacio del que aquí se le puede destinar.

Forzosamente, como es casi obligado en unos apuntes rápidos como los presentes, se encontrarán defectos de estructura y forma que en el futuro tratarán de ser enmendados.

Para su confección nos hemos basado en la siguiente Bibliografía, que el alumno podrá consultar para una recomendada ampliación:

- BURGER & DONOVAN: "Fundamentals of Silicon Integrated Device Technology". Prentice-Hall. N.Y. 1967
- A.S.GROVE: "Physics and Technology of Semiconductor Devices". Wiley. N.Y. 1967
- "INTEGRATED CIRCUITS: DESIGN PRINCIPLES AND FABRICATION" Motorola Semiconductor Products Div. Engineering Staff. McGraw-Hill N.Y. 1965 (Existe edición en francés)
- Diversos números de IEEE SPECTRUM y de los PROCEEDINGS del IEEE.

56.1 ESTRUCTURA CRISTALINA DEL SILICIO.

El estudio cristalográfico del silicio desde el punto de vista de su aplicación en la tecnología de dispositivos semiconductores puede dividirse en dos partes. La primera es aquella relacionada únicamente con el silicio puro, esto es, con aquellas estructuras cristalográficas en las que los principales integrantes son átomos de silicio sin que la presencia de un cierto número de impurezas, relativamente pequeño, llegue a alterar su constitución primaria. Son estas estructuras las que darán lugar a los dispositivos básicos de un circuito integrado o de un componente activo discreto.

La segunda, es la que se refiere al silicio no puro sino unido de forma esencial a algún otro elemento, principalmente oxígeno. Sus propiedades quedarán alteradas y darán lugar a propiedades de utilidad en aspectos diferentes a los del silicio puro. Estas propiedades abarcan, desde el simple aislamiento de los componentes a la formación de otro tipo de dispositivos activos entre los que mencionaremos, por ejemplo, a los MOSFET.

Ambas partes merecen especial atención, aunque trataremos únicamente la primera.

ESTRUCTURA DEL SILICIO PURO

El silicio se encuentra en la IV columna de la tabla periódica y como tal, posee cuatro electrones en su capa externa. Su forma de cristalización es con la estructura del diamante. Las uniones en este tipo de cristal son de electrones compartidos o lo que es igual, de tipo covalente. Por ello puede considerarse que cada uno de los pares de electrones de la capa externa está formado por un electrón de cada uno de los dos átomos unidos. Estos dos electrones relacionados en cada enlace covalente tendrán sus espines con sentidos opuestos. A ello es debido la extrema estabilidad de esta estructura.

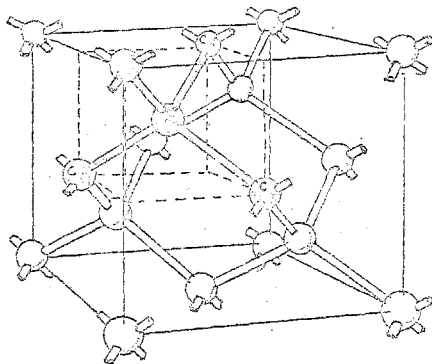


Fig. 56.1

La Fig. 56.1 muestra una parte de una malla de silicio, en la cual se ha detallado un átomo particular de Si, denominado por X, rodeado de cuatro átomos más de Si con los que comparte los electrones. Esto es, hemos representado los enlaces covalentes como varillas conectando directamente a los átomos. Estas cuatro varillas parten del átomo de una forma completamente simétrica en el espacio; así los cuatro átomos contiguos se encuentran en los vértices de un tetraedro. Esta misma relación especial existe para todos los átomos del cristal. La Fig. 56.1 muestra también

que una unidad mayor del cristal es cúbica. De hecho puede mirarse también a la estructura del diamante como un par de mallas cúbicas de caras centradas, que penetran una en otra. Los átomos marcados como C están tan localizados en los centros de las caras que dan hacia el observador. El átomo X está entonces en el vértice de otro cubo centrado en las caras idéntico al cubo grande mostrado.

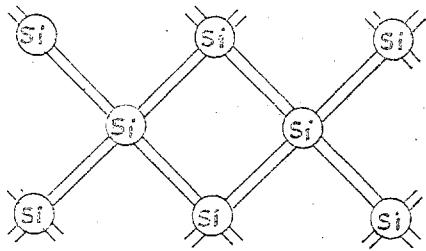


Fig.56.2

Como puede verse en la Fig. 56.2, el cristal del silicio conduce de forma muy fácil a una representación bidimensional. Los pares de electrones unidos covalentemente pueden mirarse como elementos estructurales conectando a los átomos.

56.2 PURIFICACION DE LOS METALES SILICIO Y GERMANIO.

El objeto de esta sección es dar una visión general de las técnicas más comunes en la actualidad para la producción del material base de los dispositivos de silicio y germanio. La discusión que haremos quedará limitada por dos razones. Primero, no daremos énfasis a los procesos que se están desarrollando para producir mejores materiales más económicamente. Segundo, no haremos mención de un gran grupo de semiconductores compuestos, entre los que podríamos citar al arseniuro de galio, que están tomando cada día una mayor importancia, sobre todo el ya mencionado Ga As base de los diodos luminiscentes y los láseres de semiconductor. Su inclusión abriría un abanico de nuevos terrenos en los que no podemos entrar aquí.

Igualmente, no veremos la purificación química del germanio y el silicio ya es práctica común entre los fabricantes de materiales semiconductores para la industria de dispositivos, comprar ya germanio o silicio de "grado electrónico".

Discutiremos aquí las etapas necesarias para alcanzar la deseada pureza final de los materiales que han sido ya purificados por procesos químicos. Las técnicas difieren en detalle dependiendo del material que se considere, pero en todos los casos, el principio básico es el del refinamiento de zona ("zona refining") un proceso inventado por P.Fann.

56.2a CONSIDERACIONES TEORICAS.

La técnica del refinamiento de zona hace uso del hecho de que en el punto de solidificación, la concentración de equilibrio de una impureza en el sólido difiere de la concentración en el líquido. Este comportamiento se describe convenientemente por la constante de distribución K_0 , que es la razón de la concentración de impurezas en el sólido con la concentración en el líquido, para el equilibrio:

$$K_0 = \frac{\text{concentración en el sólido}}{\text{concentración en el líquido}} = \frac{C_s}{C_l}$$

Consecuentemente, K_0 puede calcularse del diagrama de fase. Para las pequeñas cantidades de impurezas que nos encontramos en este campo, K_0 puede considerarse independiente de la concentración.

Los valores más conocidos de K_0 para varias impurezas en germanio y silicio vienen recogidos en la Tabla 56.1. En ella puede verse que, para la mayor parte de impurezas $K_0 < 1$, indicando que las impurezas son más solubles en la fase líquida que en la sólida.

TABLA 56.1

COEFICIENTES DE DISTRIBUCION

IMPUREZA	Ge	Si
Al	0,073	0,002
As	0,02	0,3
B	20	0,85
Bi	$4,5 \times 10^{-5}$	7×10^{-5}
Ga	0,087	0,0080
Ge	1	0,33
In	10^{-3}	4×10^{-4}
Li	0,002	0,01
P	0,08	0,35
O	- - -	0,5
Sb	0,003	0,023
Si	5,5	1
Sn	0,020	0,016

Si se solidifica un líquido, la redistribución de impurezas viene descrita por el coeficiente de segregación o distribución K en lugar de por K_0 . Esto sucede ya que $K_0 < 1$, por ejemplo, se formará una capa enriquecida, en la parte alejada del líquido, más adelante de la interfase sólido - líquido, debido al rechazo de impurezas por el sólido. En esta capa las impurezas pueden difundirse únicamente hacia el seno del líquido, debido al flujo laminar en el líquido adyacente -

al sólido. La concentración de impurezas en la interfase CLi más que la concentración en el seno del líquido CLb es la que determina la concentración en el sólido que se forma. El coeficiente de distribución Cs/CLb está más próximo a la unidad que la constante de distribución de equilibrio Cs/CLi , como puede verse fácilmente en la Fig. 56.3. Es fácil de ver que el coeficiente de distribución será una función de la velocidad de solidificación V , de la constante de difusión de las impurezas en el líquido D , y de la anchura de capa de difusión δ . Burton analizó este problema y

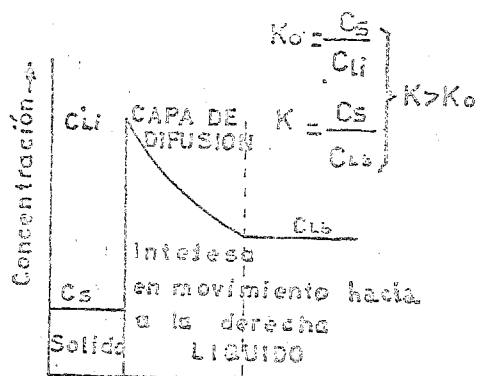


Fig. 56.3

dió la expresión

$$K = \frac{K_0}{K_0 + (1-K_0)e^{-V\delta/D}} \quad (56.1)$$

ya que la constante de difusión D no es conocida en la mayor parte de los casos, y debido al hecho de que anchura de la capa varía con la agitación y posiblemente también con el gradiente de temperatura, el coeficiente de distribución efectivo se determina normalmente de forma experimental para las condiciones requeridas.

De todo ello, en una solidificación normal, una cierta cantidad de material líquido con impurezas se va solidificando desde un extremo. Ya que esta acción rechaza las impurezas al líquido, la concentración de soluto en el líquido, y consecuentemente la del sólido, crece continuamente. Suponiendo una mezcla perfecta en el líquido excepto

en la capa de difusión, la concentración de impurezas en el sólido C_s , como una función de la fracción g solidificada, puede expresarse como

$$C_s = K C_{L0} (1-g)^{K-1} \quad (56.2)$$

donde C_{L0} es la concentración inicial de impurezas en el líquido.

En el refinamiento de zona, una estrecha zona líquida se hace pasar transversalmente a lo largo de la barra que va a ser purificada. Cualitativamente, puede verse que una pasada de zona única es menos efectiva que la solidificación normal, ya que la concentración de impurezas C_L en el pequeño volumen de la zona líquida aumenta rápidamente debido al rechazo de impurezas por la zona sólida. Tan pronto como C_L sea igual a C_{L0}/K , donde C_{L0} es la concentración de impurezas original de la barra, la zona en movimiento no causa posterior efecto. Para un paso de zona única la concentración $C_s(x)$ a una distancia x cualquiera en la barra (excepto para la última zona a solidificar) viene dada por la siguiente relación

$$C_s(x) = C_{L0} (1-(1-k)e^{-Kx/L}) \quad (56.3)$$

donde L es la longitud de la zona. La segregación en la última zona viene descrita por la ecuación (56.2).

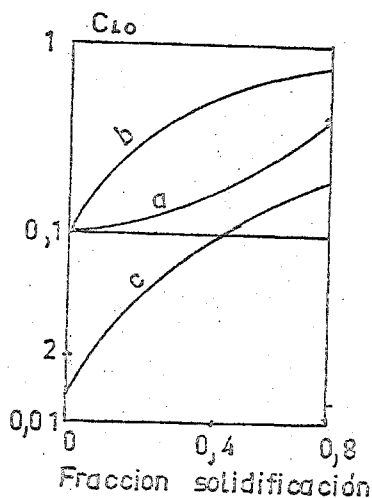


Fig. 56.4

más desplazamiento de impurezas por refinamiento de zona continuado. Una zona estrecha dará, por ello, un gradiente de concentración final más abrupto que una zona ancha, para una velocidad de movimiento de la

La Fig. 56.4 muestra el comportamiento de la función (56.2) (curva a) y la función (56.3) (curva b).

La efectividad del refinamiento de zona puede mejorarse considerablemente si se hacen pasar más zonas a través de la barra en la misma dirección (Fig. 56.4 curva c). Con ello el gradiente de la concentración de impurezas llegará eventualmente a ser tan abrupto que la concentración media en cualquier segmento de la barra de una longitud de la zona líquida, es K por la concentración al principio de ese segmento; en ese caso no habrá más desplazamiento de impurezas por refinamiento de zona continuado. Para una longitud dada de zona, una velocidad lenta de paso dará un gradiente más abrupto que una rápida debido a que para velocidades altas K tiende a aproximarse a la unidad. La distribución de impurezas final, que depende de K y de la relación entre la longitud de la zona y la de la barra, puede ser calculada teóricamente. Los resultados de tales cálculos para algunos valores típicos son los dados en la Fig. 56.5

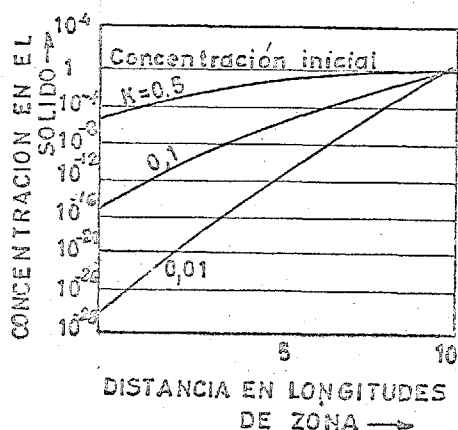


Fig. 56.5

56.2.b APLICACIONES.

Durante el proceso de purificación deberá evitarse en lo posible cualquier posible contaminación. Este requerimiento pone un límite al número de diseños prácticos. Las fuentes de contaminación más comunes son el soporte en el que el material se va a purificar, el gas ambiental, y el recipiente en el que esta atmósfera de gas se mantiene.

El material del soporte no deberá reaccionar con el semiconductor, deberá estar libre de impurezas y ser fácil de limpiar. Además, deberá ser posible fabricar el material en la forma deseada. Los materiales que más perfectamente han encontrado uso son grafito y cuarzo de alta pureza.

La atmósfera debería ser inerte al material semiconductor. La tecnología hasta hoy se ha construido en torno a atmósferas con una concentración efectiva de oxígeno de alrededor de 10 ppm. Ello es debido a que su presión total no es tan fácil como parece. Más comúnmente se usan gases inertes con la pureza más alta obtenible, tales como hidrógeno, helio, argón y nitrógeno.

El recipiente en el que se mantiene la atmósfera inerte se construye, usualmente, de cuarzo fundido debido a sus propiedades únicas: pureza, facilidad de limpieza, transparencia, dureza y coeficiente de expansión térmica pequeño.

Intimamente relacionado con el problema de la contaminación está la elección del método de calentamiento. El más usado suele ser el de calentamiento por RF, debido a sus muchas ventajas entre las que citaremos: (1) separación entre la fuente de calor y el objeto de calentamiento que simplifica los problemas de contaminación (2) posibilidad de gradientes de temperatura más abruptos (3) mayor vida para el tubo de cuarzo (4) buena visibilidad.

56.2.c REFINAMIENTO DE ZONA DEL GERMANIO.

En el laboratorio y en procesos industriales, las barras de germanio se refinan casi exclusivamente en horquillas de grafito de gran pureza bajo atmósfera protectora de gases inertes purificados como hidrógeno, helio, argón o nitrógeno contenidos en un tubo de silicio.

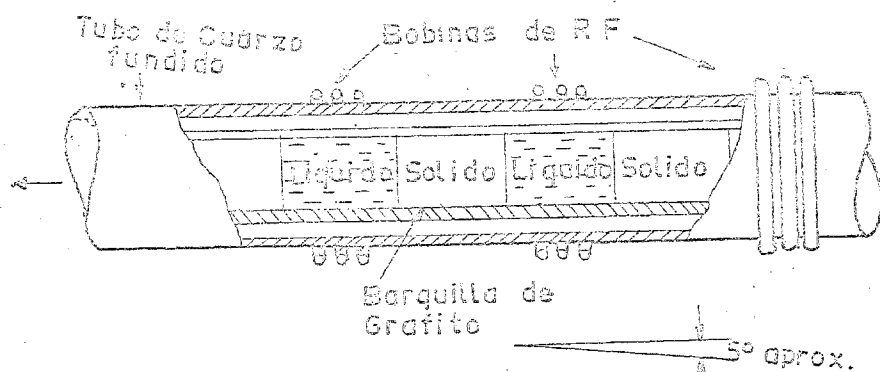


Fig. 56.6

Fig. 56.6 La velocidad normal suele ser de unos 4 mm/min.

56.2.d REFINAMIENTO DE ZONA DEL SILICIO.

Las condiciones del germanio no se repiten con el silicio. Tres de las impurezas más comunes en el silicio son fósforo, boro y arsénico que tienen constantes de distribución muy próximos a la unidad. Esto hace su regresión muy inefectiva. Además el silicio líquido reacciona

quimicamente con todos los materiales de crisoles conocidos. Afortunadamente, la velocidad de reacción del silicio con la sílica es relativamente pequeña aún para las altas temperaturas que se manejan. Por todo ello la tecnología del silicio es mucho más complicada que la del germanio.

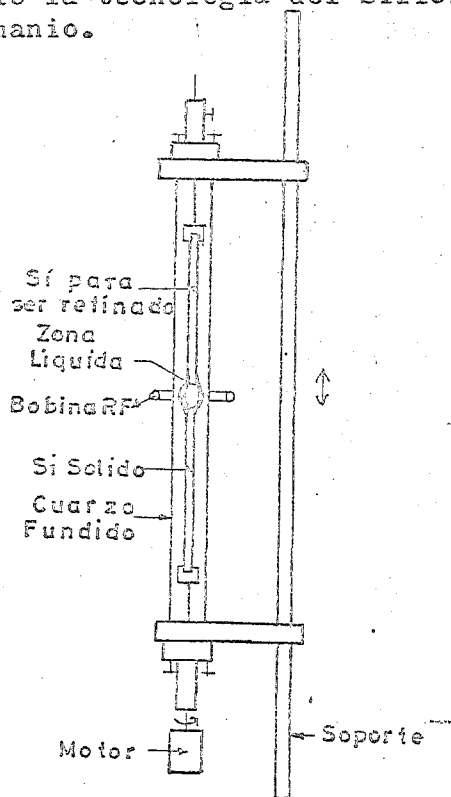


Fig. 56.7

diámetros, aproximándose a un valor límite para diámetros mayores: esta longitud máxima de la zona determinada por el parámetro σ/d . En la práctica se han refinado barras de silicio por este método de un diámetro de 3,5 cm. σ es la tensión superficial del silicio (2720 dyne/cm).

Hasta hoy, el silicio es procesado casi exclusivamente por la técnica de zona flotante. En ella, una zona fundida queda suspendida por su propia tensión superficial entre dos varillas colineales de silicio en posición vertical. Un dibujo esquemático puede verse en la Fig. 56.7. Cuando la zona líquida se mueve a través de la barra, se obtiene acción refinadora. Normalmente se aplica para la fusión calentamiento por RF. El diámetro normal de las barras que son refinadas por este método es de 35 mm.

La estabilidad de la zona flotante ha sido estudiada matemáticamente por varios autores y los resultados pueden resumirse en que la máxima longitud de zona que puede realizarse crece linealmente con el diámetro d de la barra para pequeños

56.3 TECNICAS DE CRECIMIENTO DE MONO CRISTALES SEMICONDUCTORES.

Estableceremos aquí las técnicas mas comunes, de uso en la actualidad, para la producción de materiales semiconductores con una resistividad prefijada y una perfección física tan alta como sea posible, todo ello a partir de materiales purificados según se vió en el apartado anterior.

56.3.a CONTROL DE LA RESISTIVIDAD. CONSIDERACIONES TEORICAS.

En el crecimiento de cristales, controlar la resistividad implica controlar la concentración de impurezas en el cristal que se está creciendo. Consecuentemente muchas de las consideraciones hechas en 56.2.a podrán aplicarse aquí. En la técnica usual, se requieren cristales con concentraciones homogéneas de impurezas tipo P o N. De nuevo aquí, la concentración de impurezas incorporadas al cristal se controlará básicamente por el coeficiente de distribución. Describiremos aquí primero la forma de crecer monocristales puros de germanio o de silicio y luego veremos de que manera se variará la concentración de impurezas en el mismo para lograr un tipo u otro de semiconductor.

En la técnica de Czochralski el cristal se crece por extracción lenta de una semilla de cristal de un crisol en el que existe semiconductor fundido. El método se muestra esquemáticamente en la

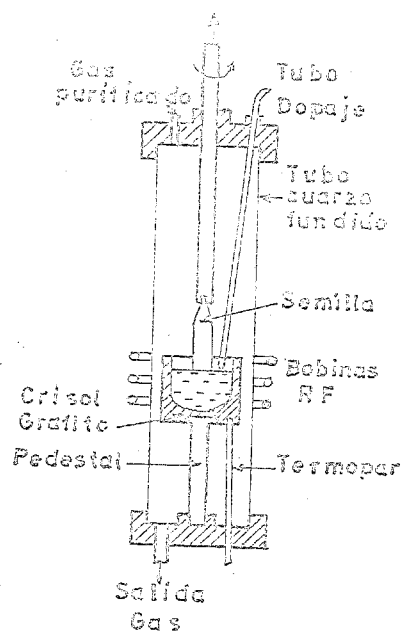


Fig. 56.8

El crisol está hecho, para el caso del germanio, normalmente de grafito de alta pureza. En el del silicio, de cuarzo fundido. El calentamiento y la fusión del semiconductor que se deposita en él se hace por lo general por RF, controlándose la temperatura mediante un termopar colocado en contacto con el crisol. Este control ha de ser muy cuidadoso no permitiéndose variaciones de más de $0,1^{\circ}\text{C}$ ya que como se ha dicho antes, pequeñas variaciones de la misma afectarán a las dimensiones de la barra. A fin de asegurar una distribución de temperaturas con simetría radial, la semilla del cristal se rota a una velocidad de alrededor de 100 r.p.m. Antes de insertar la semilla, la temperatura del líquido deberá ajustarse ligeramente por encima del punto de fusión. Habrá de tenerse igualmente mucho cuidado de que el líquido moje al cristal completamente. La extracción se comienza entonces; las velocidades normales de extracción son del orden de 1 a 2 mm/min. Con el uso de esta técnica se han llegado a crecer cristales de hasta 15 cm.

La densidad de dislocaciones que aparece depende principalmente de la velocidad de extracción, de los gradientes de temperatura y de la perfección de la semilla. Con un crisol como el mostrado en la Fig. 56.8 esta densidad suele ser del orden de unos pocos miles por centímetro cuadrado. Perfeccionamientos en esta técnica pueden llegar a dar densidades de muy pocas dislocaciones por cm^2 .

Otra técnica diferente a la anterior, que podríamos denominar vertical, es la desarrollada por Pfann y que es esencialmente horizontal con un método de nivelación de zona ("zone leveling"). En ella una zona líquida va atravesando una barra de germanio purificado situado

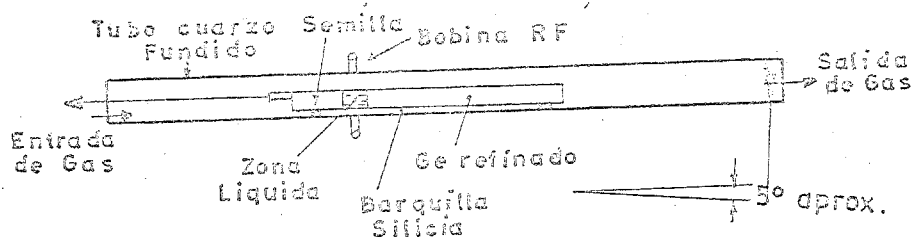


Fig. 56.9

de movimiento de la zona es de 1 a 3 mm/min.

Esta técnica requiere, comparativamente, equipo sencillo y pocos cuidados después de su montaje, factores estos que hacen fácil su automatización. Es relativamente fácil obtener cristales de la forma deseada con resistividad uniforme. Sin embargo, el contacto del cristal que está creciendo con las paredes del contenedor incrementa la posibilidad de contaminación, siendo por ello prácticamente imposible su uso para el silicio.

Fig. 56.8. La cantidad de semiconductor que se solidifica por segundo depende de la cantidad de calor que puede pasar de la interfase líquido-sólido al sólido. Esta cantidad depende también de las condiciones geométricas de la temperatura del líquido, de la atmósfera de gas (composición y velocidad del fluido), de la velocidad de extracción y de la velocidad de rotación. La forma y tamaño del cristal podrá variarse ajustando estos parámetros de crecimiento.

do en el interior de una bórquilla de silicio, partiendo de una semilla o germanio monocristal, según puede verse en la Fig. 56.9. El calentamiento se hace normalmente por RF por las mismas ventajas que se han visto anteriormente.

Una velocidad normal

Si ahora se desea obtener una barra con una concentración determinada de impurezas o bien ir formando uniones p-n, la manera de hacerlo será añadir de forma controlada las impurezas correspondientes a cada momento. Así, por ejemplo, cuando se desea una unión p-n, esto se consigue añadiendo una pequeña cantidad de una aleación del semiconductor base y del dopante correspondiente, por ejemplo galio sobre la solución. Ya que la masa del líquido es varios miles de veces superior a la de impureza añadida, el efecto térmico de una impureza añadida adecuadamente es despreciable y el crecimiento uniforme del cristal no se verá afectado. Con ello no habrá deterioro en la perfección del cristal que aparece de esta técnica de dopaje. El cristal formado aparecerá aproximadamente

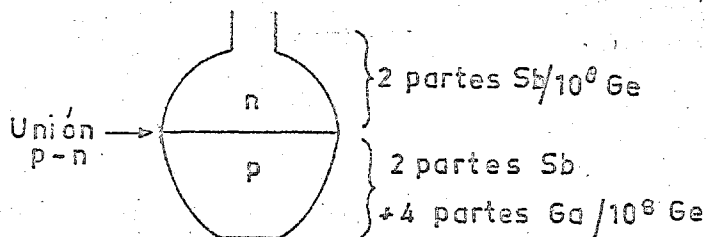


Fig. 56.10

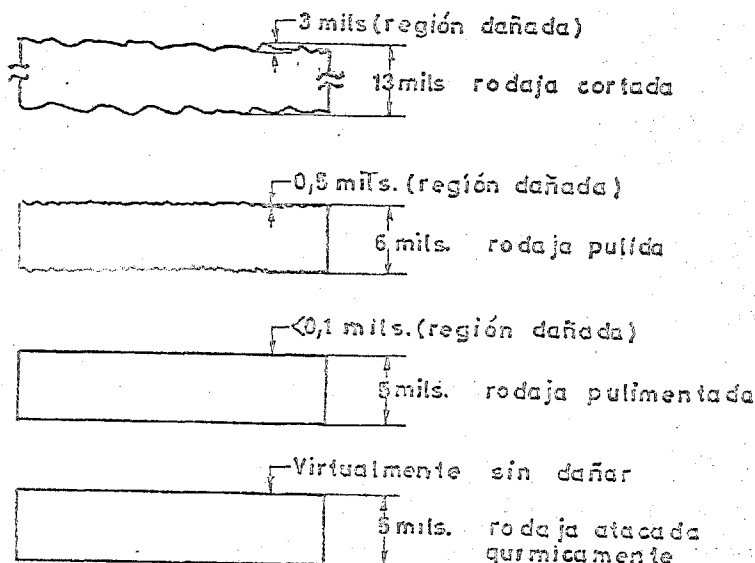
aparecerá aproximadamente

56.4 PREPARACION DE LAS OBLEAS.

Una vez obtenidas las barras de material semiconductor monocristalino ha de procederse a la dirección de las mismas en un número muy elevado de obleas. Los procesos que se realizan son los siguientes.

56.4.a CORTADO EN OBLEAS.

La barra de monocristal se corta en obleas de entre 10 y 15 mils (1 mil = 10^{-3} pulgadas) de grosor, perpendiculares al eje de crecimiento. Se usan para ello seguetas con bordes de diamante. Frecuentemente, se emplean grupos de estas cuchillas a fin de efectuar varios cortes simultáneamente con el consiguiente ahorro de tiempo. Las



rodajas cortadas son mucho más gruesas que las que se emplearán posteriormente. Ello es debido a los múltiples procesos que seguirán al corte y que la seguita introducirá defectos mecánicos que habrán de eliminarse.

Fig. 56.11

56.4.b PULIDO Y PULIMENTADO.

Las rodajas cortadas son dispuestas en máquinas pulidoras y pulidas hasta eliminar las marcas de la segueta y regiones dañadas. - Se reduce así el espesor de aproximadamente 13 mils a 6 mils (Fig. 56.11). Pulidos sucesivos con granos cada vez mas finos irán eliminando los daños subsuperficiales hasta llegarse a la etapa final de pulimentado mecánico o ataque químico que deja a la superficie con un aspecto especular; mientras que un ataque químico deja a la oblea virtualmente sin imperfecciones superficiales, un pulido mecánico la deja con deterioros que son, con toda seguridad, menores de 0,1 mil. El ataque químico en cambio deja la superficie menos plana que el pulido, con los posibles trastornos posteriores.

57.1 TEORIA DE LA EPITAXIA.

Técnicas de crecimiento mediante corriente gaseosa se emplean frecuentemente en la tecnología de semiconductores, principalmente para depósitos de metales (por ejemplo, aluminio), aislantes (SiO_2) y semiconductores (silicio). De estos procesos, el más importante desde el punto de vista de la fabricación de dispositivos es el crecimiento de capas de monocristal semiconductor sobre sustratos de monocristal del mismo tipo. Esta forma de crecimiento recibe el nombre de epitaxia (del griego epi, que significa sobre y el pasado del verbo toinen, que significa dispuesto).

La importancia del crecimiento epitaxial en la tecnología de dispositivos semiconductores es debida a la facilidad con que pueda ajustarse la concentración de impurezas, en la que se está creciendo - independientemente de los que posea el sustrato. Únicamente es necesario controlar su concentración en el gas. Por ello puede emplearse para formar uniones p-n entre un sustrato y una capa epitaxial. Y más interesante aún, puede usarse para crecer capas de concentraciones de impurezas relativamente pequeñas sobre sustratos que contengan el mismo tipo de impurezas pero con concentraciones mucho más altas.

Debido a su importancia, el proceso ha sido estudiado con bastante detalle y existen formas de llevarse a cabo. Veremos aquí únicamente, los detalles más generales de dos de ellos: el método directo y el indirecto.

57.1.1 METODO DIRECTO.

En el método directo, el silicio pasa directamente de la fuente al sustrato sin reacciones intermedias. Los átomos que llegan a la superficie del mismo pueden mantenerse allí mediante fuerzas interatómicas cuando las condiciones son las adecuadas. Ejemplos de este método son la evaporación, la sublimación y la pulverización. Aunque tienen su importancia, no nos detendremos en ellos ya que serán vistos en otras partes.

57.1.2 METODOS INDIRECTOS.

Métodos indirectos son aquellos en los que los átomos de silicio se obtienen por la descomposición del vapor de un compuesto de silicio en la superficie del sustrato. Ejemplos son la reducción por el hidrógeno del Cl_4Si , Br_4Si , Cl_3HSi y la pirólisis de SiH_4 . De todos ellos el más extensivamente usado es la reducción del tetracloruro de silicio. Aunque luego veremos con más detalle la tecnología de un reactor epitaxial, vamos a ver aquí el principio de funcionamiento.

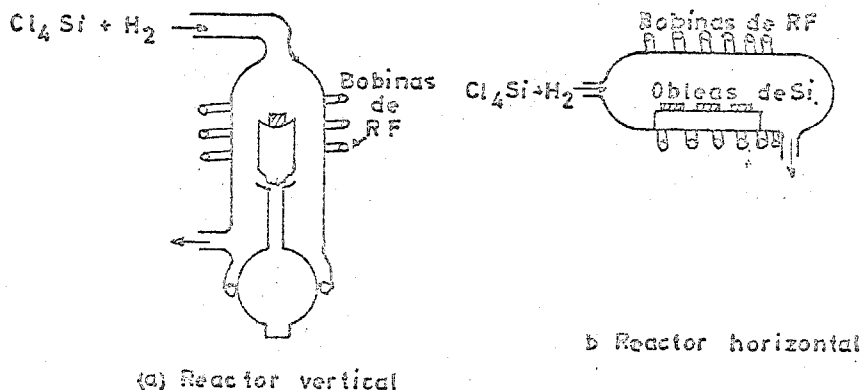


Fig. 57.1

el usado en los trabajos iniciales de Theuerer. La Fig. 57.1.b muestra

otro horizontal que es ya el más difundido en la moderna industria, ya que presenta la innegable ventaja de poder crecer capas simultáneamente en varias obleas. En ambos reactores, una corriente de hidrógeno con una cierta concentración de tetracloruro de silicio entrará en el reactor. Las obleas reposan sobre un susceptor que es calentado mediante corrientes de radiofrecuencia. El reactor es, normalmente, de cuarzo fundido, y sus paredes, debido al método de calentamiento, permanecen frías durante todo el proceso. Esto elimina la posible deposición sobre ellas, con un mínimo de contaminación. Las obleas son mantenidas a una temperatura por encima de los 1.000°C. Esta alta temperatura se necesita por el hecho de que los átomos que van a depositarse deben encontrar la posición adecuada en la malla cristalina para formar el mismo tipo de monocristal que el sustrato. Según decrece la temperatura, la movilidad de los átomos depositados decrece y la capa resultante es mas y mas defectuosa, llegando a perder su estructura cristalina.

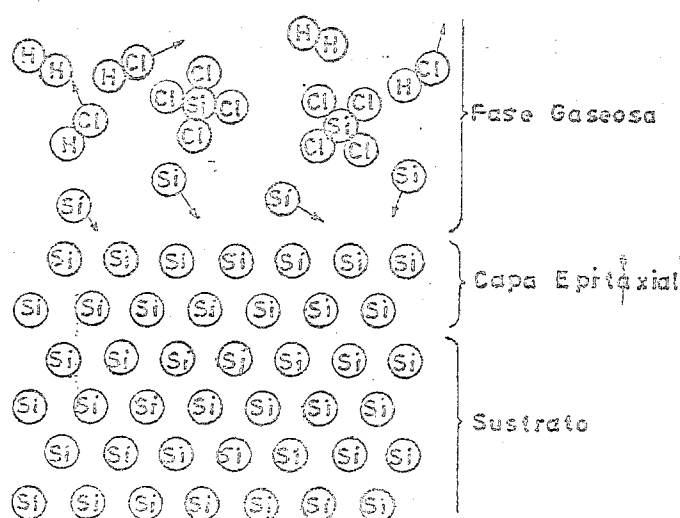
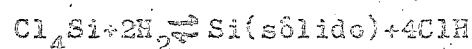


Fig. 57.2

Al pasar el gas por la superficie del cristal, la reacción general que se produce es la siguiente (Fig. 57.2).



Esta reacción es reversible, esto es, puede ocurrir en ambas direcciones. Si el gas que entra en el reactor contiene ClH ocurrirá una eliminación de Si en lugar de crecimiento. Se sabe también que ocurre además otra reacción simultánea que contrasta los efectos de la anterior. Es la dada por

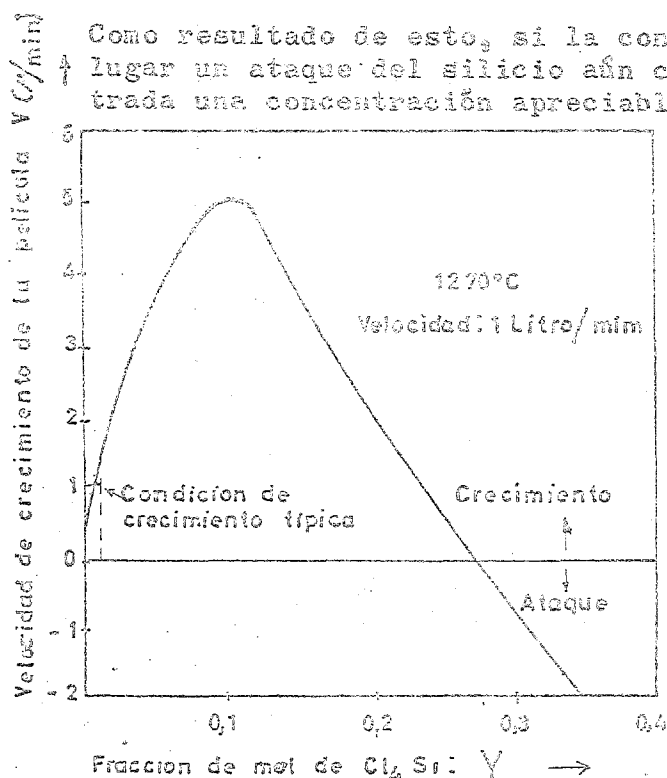
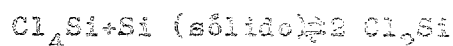


Fig. 57.3

Como resultado de esto, si la concentración de Cl_4Si es muy alta, tendrá lugar un ataque del silicio aún cuando no exista en la corriente de entrada una concentración apreciable de ClH . Esto queda ilustrado en la

Fig. 57.3 que muestra el efecto de la concentración de Cl_4Si en el gas de la reacción. Puede verse que, inicialmente, incrementando la concentración de Cl_4Si aumenta la velocidad de crecimiento de la capa. Pero este incremento llega a un máximo para una fracción de mol de alrededor de 0.1. (Las concentraciones en gases se dan mas convenientemente en términos de fracción de mol, donde definimos la fracción de mol Y como el cociente del número de moléculas de un cierto tipo al número total de moléculas en el gas). Un posterior incremento en la concentración da lugar a una disminución en la velocidad de crecimiento llegando, eventualmente a invertirse la operación y aparecer un ataque del silicio.

Normalmente, se crece el silicio en la región de baja concentración, según puede verse en la Fig. 57.3, con una velocidad de crecimiento típica de alrededor de $1 \mu/\text{min}$. En esta región la dependencia de la velocidad de crecimiento de la capa V con la fracción de mol Y de Cl_4Si en la mezcla de gas es aproximadamente lineal

57.1.3 DEFECTOS.

Las imperfecciones cristalinas y los defectos juegan un importante papel en las propiedades eléctricas y mecánicas de los materiales y dispositivos semiconductores. La perfección de la superficie de las obleas es particularmente importante para prevenir futuros defectos en capas crecidas sobre ellas epitaxialmente. Independientemente de las precauciones tomadas en una limpieza previa de los substratos antes del crecimiento epitaxial, es seguro que en ellos aparecerán imperfecciones mecánicas, trézas de óxido (SiO_2), polvo residual y otras impurezas. Estas impurezas pueden preverse que afectarán al crecimiento de varias formas: pueden acelerar o decelerar la velocidad de las etapas de formación; pueden causar dislocaciones; y pueden también, finalmente, pasar a formar parte del cristal originando tensiones y distensiones en la malla. Estos contaminantes aparecerán como dislocaciones, defectos lineales, hendiduras, ("etch pits"), montículos ("hillocks") o pirámides, conos y regiones policristalinas.

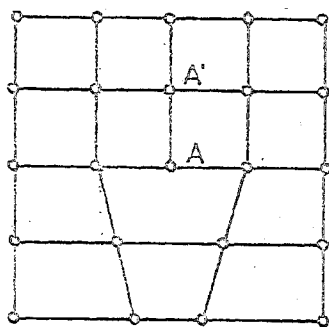


Fig. 57.4

El tipo mas común de defectos es la dislocación de la Fig. 57.4 que se denomina dislocación en arista ("edge dislocation"). Los átomos se representan por intersecciones de líneas y los presentes en un plano cristalográfico están conectados por rectas. La distorsión de la malla en A se debe a haberse cortado la línea de átomos A'A, en A. Si los otros planos atómicos se comportan exactamente como el mostrado y están colocados por debajo de él, un plano atómico, (del que AA' forman parte) trazará una línea perpendicular al papel. Esta línea se denominará una dislocación en

arista. Las dislocaciones pueden actuar como núcleos para la precipitación de átomos extraños o impurezas que puedan estar presentes en la malla de silicio. Estas impurezas emigrarán a las dislocaciones para compensar parte de la tensión de malla presente en los lugares de la dislocación. Las regiones heterogeneas creadas pueden dar lugar a malas características en los dispositivos que las contengan.

El número de dislocaciones en la capa que se está creciendo, es substancialmente el mismo que en el substrato, siempre que las obleas estén limpias suficientemente. Por ello los efectos degradantes de las dislocaciones pueden minimizarse limpiando rigurosamente las obleas y eligiéndolas con baja densidad de dislocaciones iniciales.

A fin de comprender mejor la formación de otros tipos de defectos, recordemos algunos conceptos de cristalografía que ya deben ser suficientemente conocidos.

Según sabemos, los cristales crecen según ciertas direcciones preferidas estando gobernadas sus formas geométricas por su direcciones de crecimiento mas lento. Las caras de un cristal son perpendiculares así a la dirección de crecimiento mas lento siendo así una

manifestación macroscópica de la estructura atómica, La Fig. 57.5 muestra una célula unidad del sistema cúbico. El plano ABCD, por ejemplo, puede definirse en función de sus índices de Miller que eran, según se sabe, los recíprocos de los valores que un plano corta a los ejes cristalográficos. En el caso del plano ABCD vemos que corta a los ejes x e y en el infinito y al z en 1; por ello su nomenclatura será (001).

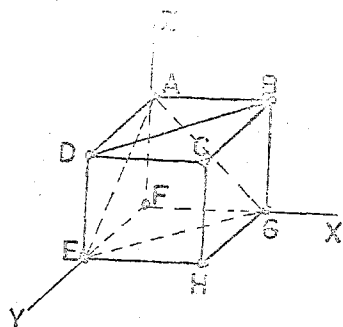


Fig. 57.5

en las caras, desplazadas una

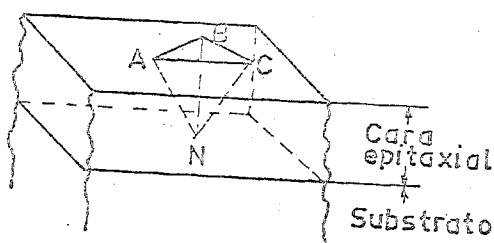


Fig. 57.6

con respecto a otra un cuarto del valor de la diagonal principal y en la dirección de ésta. En una célula cúbica simple, los átomos de cada plano consecutivo están situados exactamente uno sobre otro. En la malla del silicio, si consideramos la dirección perpendicular al plano (111) (el AGE de la Fig. 57.5) los átomos de silicio repiten sus posiciones, pero solamente cada seis planos asumen posiciones equivalentes (Ver la Fig. 56.1).

Si un pequeño defecto, tal como una partícula de polvo o cualquier contaminante en el sustrato de una oblea epitaxial crecida en la dirección (111), hace que en uno de los puntos de uno de los planos el orden se altere con respecto a los otros del mismo plano, se iniciará un defecto de apilamiento ("stacking fault") que se propagará en la capa que se hace crecer. Esto es lo mostrado en la Fig. 57.6. La posición de cristal crecida en el interior del tetraedro ABCD carece del orden del resto existiendo así discontinuidades en las caras. Dentro y fuera del tetraedro pueden encontrarse estructuras cristalográficas perfectas; pero en sus caras aparecerán desajustes. Una falta de este tipo en una oblea con orientación (111) se manifestará como un triángulo perfecto cuando sea tratada adecuadamente.

Una perturbación mayor sobre la superficie de la oblea, como un arañazo por ejemplo, originará la correspondiente perturbación en la superficie final. Esto afectará a la uniformidad de los resultados de etapas posteriores, tales como difusión y enmascaramiento y dará lugar a circuitos integrados defectuosos.

57.1.4 TÉCNICAS DE CRECIMIENTO.

Describiremos aquí el sistema básico y las técnicas empleadas en la deposición por vapor de silicio monocristalino sobre sustratos de silicio orientado. Se pueden encontrar una gran variedad de reacciones químicas y de temperaturas de deposición, y aunque todas ellas conducen, nominalmente a los mismos resultados, la realidad es que algunos procesos dan lugar a capas epitaxiales de mejor calidad que otros. Las técnicas a emplear comprenden varias etapas. Las que mencionaremos aquí, por su importancia, son: preparación del sustrato, atacado y calentamiento y requisitos del suscepter.

57.1.4.1 PREPARACION DEL SUBSTRATO.

A fin de reducir imperfecciones, las obleas de silicio para la epitaxia se preparan usualmente por el método Czochralski. Ello -

es debido a que una oblea sin deformaciones o imperfecciones dará lugar al crecimiento epitaxial de un buen monocristal, mientras que si posee pequeñas irregularidades estas se reproducirán en la capa epitaxial. Todos los métodos de crecimiento requieren una serie de operaciones de pulido con granos de abrasivo de tamaño cada vez menor y un ataque químico final en una solución de NO_2 H-FH que elimina el óxido de la superficie quedando esta con una apariencia completamente especular aunque no exenta de imperfecciones. Un pulido adicional se realiza ya en el reactor epitaxial mediante vapor de agua o ClH anhidro.

Después de este pulido inicial, las obleas de sustrato de silicio se colocan, sobre un suscepto adecuado, en la cámara de reacción donde la deposición epitaxial va a tener lugar. Un típico sistema de deposición epitaxial es el de la Fig. 57.7.

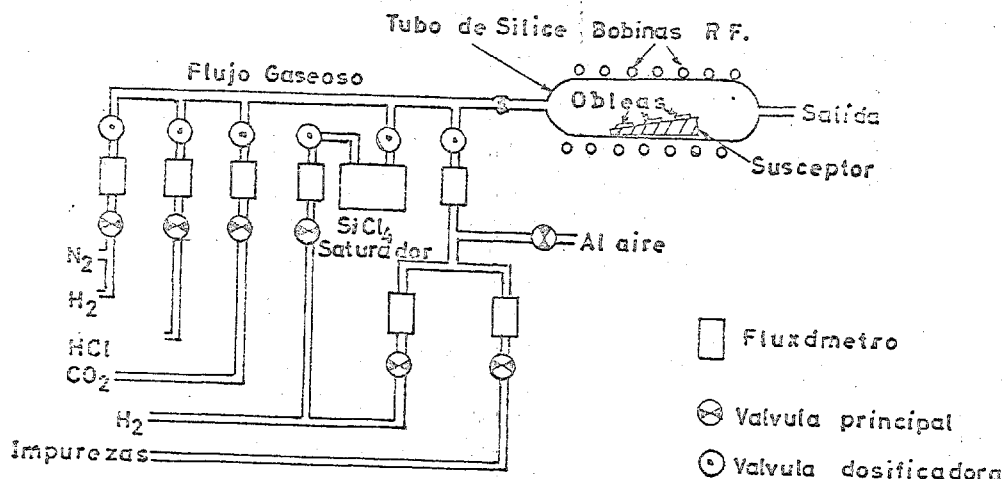


Fig. 57.7

Antes de que las obleas comiencen a ser calentadas, y a fin de eliminar el posible aire contenido en el sistema, se hace pasar una corriente de nitrógeno o algún gas mas inerte, como He, por el mismo. A continuación tiene lugar un prelavado de las obleas, ya a la temperatura de reacción, durante cinco minutos con H_2 puro hasta que se alcance equilibrio térmico. Hay que procurar eliminar por completo cualquier residuo de O_2 que puede existir en la corriente de H_2 ya que su presencia causaría rugosidades en las superficies e incrementaría los defectos.

Una vez que se ha conseguido la temperatura de equilibrio, se introduce ClH anhidro en el H_2 puro estableciéndose el flujo deseado de gas. A fin de conseguir asegurar una mezcla homogénea en la corriente de gas que se introduce suele ser conveniente introducir una cierta turbulencia en el mismo. Una vez que se ha eliminado la cantidad conveniente de silicio, se detiene el suministro de ClH dejando que circule por el sistema una corriente de H_2 durante varios minutos. El proceso de deposición epitaxial comienza ahora con la introducción de los gases adecuados en el sistema.

1.4.2 PROCEDIMIENTOS DE DOPAJE.

Como hemos dicho anteriormente, en el crecimiento epitaxial los átomos de impurezas se incorporan a la malla cristalina mientras la capa crece. La relación entre el número de átomos de impurezas y el de silicio en la fase gaseosa se controla de manera que la capa que se forma tenga la concentración de impurezas adecuadas. Cambiando bien en tipo de impurezas o bien su concentración, las características de la zona epitaxial pueden variarse entre márgenes muy amplios.

Existen dos técnicas de dopaje de carácter estable y reproductibles: dopaje en la solución y dopaje en el gas. Ambas llevan consigo la adición de las impurezas apropiadas de los grupos III ó V a la corriente de gas que circula durante el ciclo de crecimiento.

El dopaje en la solución se emplea sobretodo en dopajes del tipo n. En este caso, al depósito donde se encuentran el Cl_4Si líquido se agregan las correspondientes impurezas que se evaporarán al mismo tiempo que aquel dopando así la capa epitaxial que crecerá por la reducción del Cl_4Si por el hidrógeno. Existe el inconveniente, sin embargo, de que para cada nivel de dopaje es necesaria una solución diferente. Esto hace mas ventajoso el método siguiente, el de dopaje en el gas, que posee una mayor flexibilidad.

En la técnica de dopaje en el gas, los dopantes se agregan al sistema por medio de corrientes separadas de los correspondientes gases. Los mas usados son B_2H_6 , AsH_3 y PH_3 que se diluyen en H_2 agregándose al sistema en la concentración deseada. La mayor parte de ellos son venenosos por lo que han de tomarse las debidas precauciones en su manejo.

57.1.4.3 SUSCEPTORES.

El susceptor tiene como misión la de dar, al mismo tiempo, soporte y calor a las obleas durante el proceso de deposición. A fin de evitar contaminación de las mismas, el susceptor habrá de ser químicamente inactivo y tener un mínimo de desprendimiento de gas. Su calentamiento es, normalmente, por RF, empleándose frecuencias bajas (del orden de 450 kHz). El cálculo de la bobina inductora habrá de hacerse de acuerdo con el tamaño del susceptor (o viceversa) de forma que haya una máxima transferencia de energía. El paso de calor a las obleas tiene lugar por conducción y radiación térmica.

Los susceptores son de grafito cubiertos con silicio puro, sílice, carburo de silicio o compuestos de molibdeno-silicio.

57.2 OXIDACION.

El proceso de oxidación es uno de los mas esenciales en la técnica planar que, a su vez, es el fundamento de toda la técnica de dispositivos integrados de silicio. Inicialmente, su único papel fue el de enmascarar durante la difusión y de proteger la superficie una vez acabado el proceso. Pero sus aplicaciones han ido aumentando en los últimos años pasando a ser parte integrante de elementos tanto activos como pasivos. Esto ha reavivado el interés por el estudio del proceso de oxidación y las propiedades del óxido resultante. A pesar de ello, aun quedan una gama muy amplia de detalles sin resolver y problemas sin aclarar. Intentaremos aquí dar unas breves nociones del proceso de oxidación y sus principales aplicaciones.

MÉTODOS DE FORMACION DE OXIDO.

Las capas de dióxido de silicio sobre la superficie de las obleas pueden formarse por varios métodos. Así, por ejemplo, pueden depositarse a través de una reacción con vapor, o pueden formarse por oxidación (anodización) electroquímica, o por reacción de plasma. En la práctica industrial, la forma mas comun de crecerles es mediante oxidación térmica del silicio a través de la reacción química.



según se use oxígeno puro o vapor de agua.

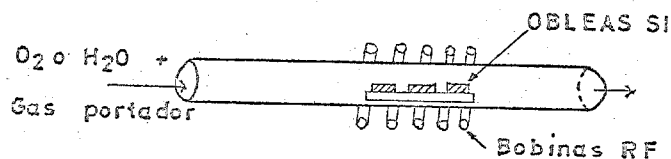


Fig. 57.8

La oxidación térmica del silicio se realiza en hornos de oxidación o reactores del tipo ilustrado esquemáticamente en la Fig. 57.8. El de la figura es del tipo que se denomina de oxidación por vapor en tubo abierto. El reactor, tubular, usualmente de cuarzo, es calentado por un horno a temperaturas que varían entre 900 y 1.200°C. Un gas con el medio oxidante (Normalmente oxígeno o vapor de agua) circula a través del reactor sobre las obleas de silicio. Las velocidades del flujo de gas son típicamente del orden de 1 cm/seg. Del pro-

ceso se desprende que parte del silicio de la oblea ha de emplearse en la constitución del óxido pudiendo demostrarse, en función de las densidades y de los pesos moleculares, que para haber formado una capa de óxido de espesor X_o ha sido necesaria una de silicio de valor $0,425 X_o$.

La crítica del crecimiento térmico del óxido está bastante bien entendida y puede encontrarse en la literatura. El proceso de oxidación, según ha sido demostrado mediante el empleo de trazadores radioactivos y otros métodos, tienen lugar mediante un movimiento hacia el interior del agente oxidante, hacia la zona de reparación del silicio con el óxido ya formado, en lugar de al revés (movimiento del silicio hacia la superficie externa del óxido) como tiene lugar por ejemplo en el caso del cobre. Por ello, según va avanzando la oxidación, las moléculas de oxígeno habrán de difundirse a través de una capa cada vez mayor de SiO_2 hasta llegar a la superficie del Si donde tendrán lugar las reacciones ya vistas. Consecuentemente la velocidad de crecimiento del óxido decrece rápidamente según aumenta el espesor de la capa de óxido. Puede demostrarse que para capas muy delgadas de SiO_2 , la velocidad de crecimiento es lineal con el tiempo. Sin embargo, según aumenta el espesor X_o , la velocidad se hace proporcional a \sqrt{t} .

PROPIEDADES DE MASCARA DEL SiO_2 .

Los coeficientes de difusión de la mayor parte de los dopantes a través del SiO_2 son, por lo menos, de un orden de magnitud de dos a cuatro veces menor que a través del Si. Por ello, para estas impurezas, una capa de SiO_2 del grosor adecuado puede servir de barrera a la difusión. La anchura mínima de óxido necesaria para enmascarar contra una difusión determinada depende, en gran medida, de las características de dicho proceso de difusión, tales como tipo de dopantes, concentraciones, temperatura y tiempo.

58 DIFUSION.

El proceso de difusión es, sin duda, el método más empleado de introducción de cantidades controladas de impurezas en un sustrato de silicio. Es un proceso relativamente bien entendido y con unas características de reproductibilidad muy altas.

Difusión, como proceso general, es el mecanismo por el que diferentes conjuntos de partículas confinadas en un mismo volumen tienden a extenderse y reagruparse de forma homogénea a través de todo el volumen que las contiene. En el caso de dispositivos de estado sólido y circuitos integrados, el proceso de difusión más importante es aquel que se relaciona con el movimiento y la distribución de impurezas en una estructura cristalina. En sólidos cristalinos, el proceso de difusión es únicamente importante a temperaturas elevadas donde la energía térmica de los átomos de la malla tiene una cierta probabilidad de superar a las fuerzas interatómicas que mantienen a la malla unida.

En una malla simple de silicio, las impurezas pueden moverse a través de la misma por uno cualquiera de los dos siguientes mecanismos o una combinación de ambos:

Difusión sustitucional: Los átomos de impurezas se propagan a través de la malla reemplazando a los átomos de silicio en determinados lugares.

Difusión intersticial: Los átomos de impurezas no reemplazan a los átomos de silicio en sus lugares correspondientes, sino que rellenan huecos en la malla tridimensional.

No se puede decir, desde un punto de vista absoluto, cual de estos dos procesos ocurre mas abundantemente en cada tipo de dispositivo. Únicamente, de forma general, podemos decir que en los circuitos integrados analógicos predomina la difusión sustitucional y que en los digitales podemos encontrarnos bastantes casos de difusión intersticial.

Las impurezas que se difunden en el silicio para determinar el tipo y resistividad de las diferentes regiones del material semiconductor son elementos de los Grupos III y V de la Tabla Periódica, para regiones dopadas del tipo p o del tipo n, respectivamente. Algunos de estos dopantes vienen dados en la Tabla 58.1. Para la fabricación de circuitos integrados, los dopantes mas comunmente utilizados son B, P, Al y Sb.

TABLA 58.1. Dopantes tipos p y n empleados en la fabricación de dispositivos de silicio.

<u>Tipo p</u>	<u>Tipo n</u>
Boro (B)	Fósforo (P)
Aluminio (Al)	Arsénico (As)
Galio (Ga)	Antimonio (Sb)
Indio (In)	

58.1 TEORIA DE LA DIFUSION.

Aunque el proceso de la difusión tiene lugar en las tres dimensiones simultáneamente, para el análisis de las propiedades fundamentales de dicho proceso, es suficiente considerar únicamente una sola dimensión. Como veremos más adelante, la geometría y las dimensiones de la mayor parte de los dispositivos semiconductores fabricados por técnica planar justifica esta suposición.

La propiedad física fundamental del proceso de difusión es la de que las partículas tienden a moverse desde regiones de alta concentración a regiones de baja concentración, a una velocidad que es proporcional al gradiente de las concentraciones entre las dos regiones. Esto se conoce como primera ley de Fick y puede expresarse matemáticamente como

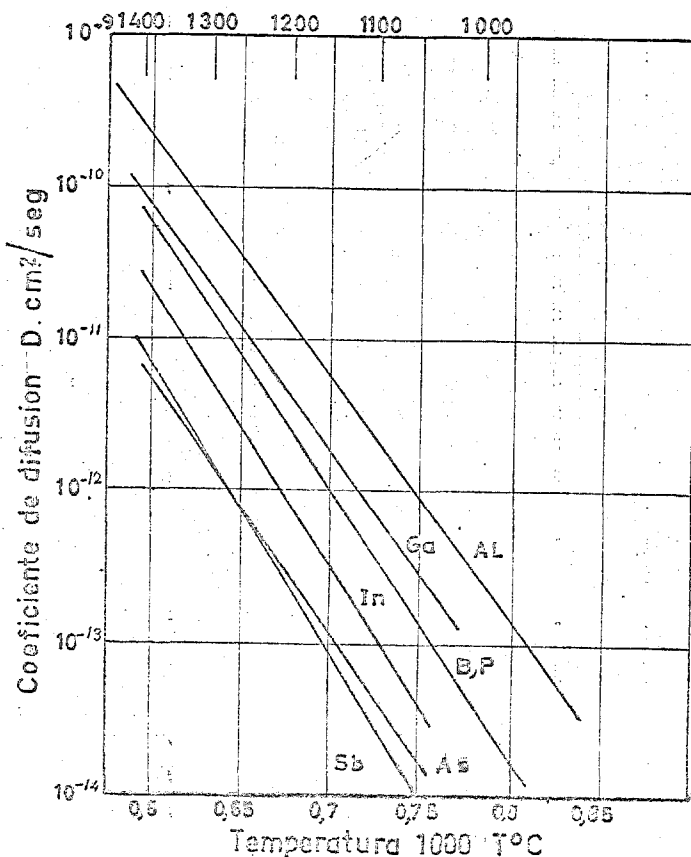
$$F = -D \frac{\partial N}{\partial X} \quad (58.1)$$

donde F es la densidad de flujo de partículas que se difunden, esto es, el número neto de partículas que atraviesan una superficie unidad normal a la dirección del flujo, por unidad de tiempo; N es el número de partículas por unidad de volumen y X es la distancia medida paralelamente a la dirección del flujo. El término D se denomina coeficiente de difusión y tiene unidades de (longitud)²/tiempo. La magnitud de D da una medida de la facilidad o dificultad con que una partícula que se difunde puede moverse en su entorno. El signo negativo que aparece, indica que el flujo de partículas va de las regiones de mayor concentración a las de menor.

En todo los problemas de difusión, aparte de ser interesantes las variaciones de la concentración con el espacio, lo son también las variaciones con el tiempo. La ley fundamental que relaciona la variación en el tiempo con la variación en el espacio puede obtenerse de la primera ley de Fick con la aplicación de un principio de continuidad. Para ello, consideramos una región del material, rodeado por un área A normal al flujo, y un dx paralelo al flujo. El flujo neto de partículas en este volumen, puede escribirse como

$$FA - (F + \frac{\partial F}{\partial X} dx) A = - \frac{\partial F}{\partial X} dx A \quad (58.2)$$

Temperatura °C



Este flujo neto en el interior del volumen puede relacionarse al cambio de concentración en el mismo por

$$\frac{\partial N}{\partial t} dx A = - \frac{\partial F}{\partial X} dx A \quad (58.3)$$

La expresión para $(\partial F / \partial X)$ puede obtenerse diferenciando (58.1) y llevándolo a (58.3) se obtiene

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial X^2} \quad (58.4)$$

Esta ecuación se conoce como segunda ley de Fick, y determina la distribución de impurezas en un punto del semiconductor en función del tiempo.

El coeficiente de difusión D es característico de cada elemento del dopaje.

Fig. 58.1

purezas que se considere siendo una función exponencial de la temperatura. La Fig. 58.1 muestra los coeficientes de difusión de varios dopantes en el silicio, en función de la temperatura.

Va que (58.4) es una ecuación diferencial parcial de segundo orden, las soluciones particulares aplicables a un problema de difusión dado, dependen de las condiciones de contorno asociadas con el proceso de difusión dado. La mayor parte de los procesos de difusión encontrados en la fabricación de circuitos integrados caen en una de las dos siguientes clases de condiciones de contorno: difusión por fuente constante y difusión por fuente limitada. Analizaremos ahora, más detalladamente cada una de ellas.

58.1.A DIFUSION DESDE UNA FUENTE CONSTANTE.

En este tipo de difusión, la concentración de impurezas en la superficie del semiconductor se mantiene a un nivel constante - a lo largo de todo el ciclo de difusión, esto es, $N(0,t) = \text{constante} = N$. El nivel constante de impurezas sobre la superficie viene determinado por la temperatura y el flujo de gas en el tubo de difusión. En la mayor parte de los sistemas de difusión por fuente constante, es conveniente dejar que la concentración en la superficie, N , venga determinada por la solubilidad límite en silicio del dopante correspondiente.

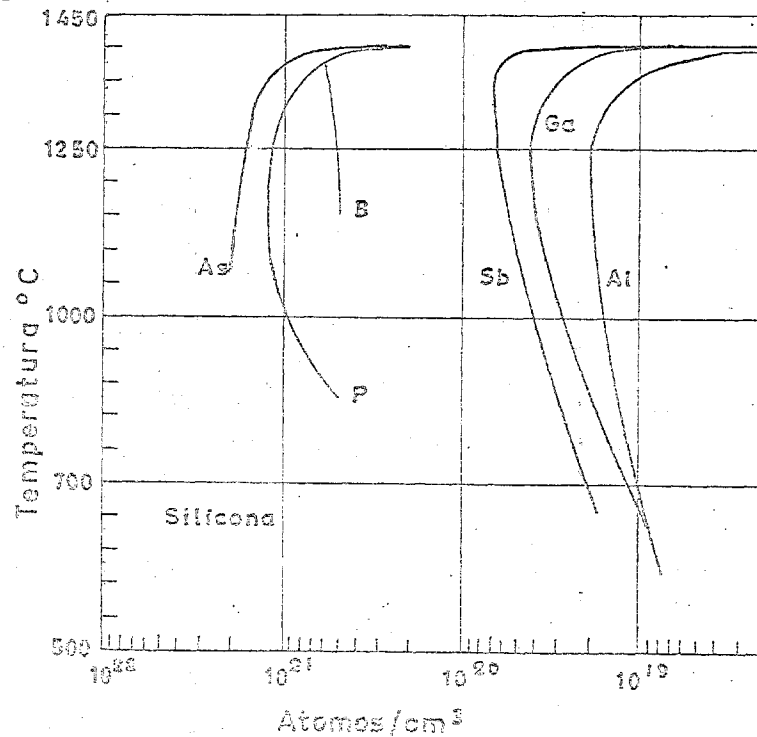


Fig. 58. 2

Como puede verse en la Fig. 58.2 la solubilidad límite es también una función fuertemente dependiente de la temperatura.

El proceso de difusión de fuente constante puede describirse mediante la solución de la ecuación (58.4) con las condiciones de contorno:

$$N(0,t) = N_0 = \text{constante}$$

$$N(x > 0, 0) = 0 \quad (58.5)$$

La solución particular que resulta puede expresarse como

$$N(x,t) = N_0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{\sqrt{Dt}}} e^{-\lambda^2} d\lambda \right) \quad (58.6)$$

donde λ es una variable de integración. La parte de solución en el interior del paréntesis es una función bien conocida y tabulada en términos de su argumento. Es conocida como función de error complementaria y designada por erfc . Por ello, la concentración resultante en cualquier punto dado dentro del silicio, puede escribirse como

$$c(x,t) = N_0 \text{erfc} (x/(2 \sqrt{Dt})) \quad (58.7)$$

Una gráfica de la función de error complementaria puede verse en :

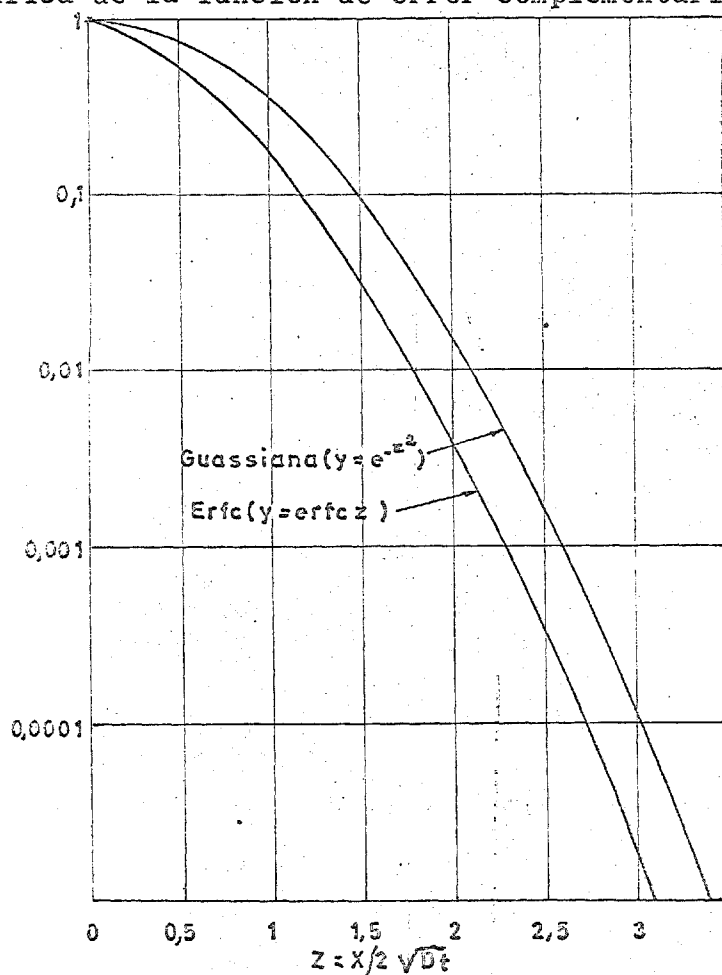


Fig. 58.3

Fig. 58.3 para un cierto rango de valores de su argumento.

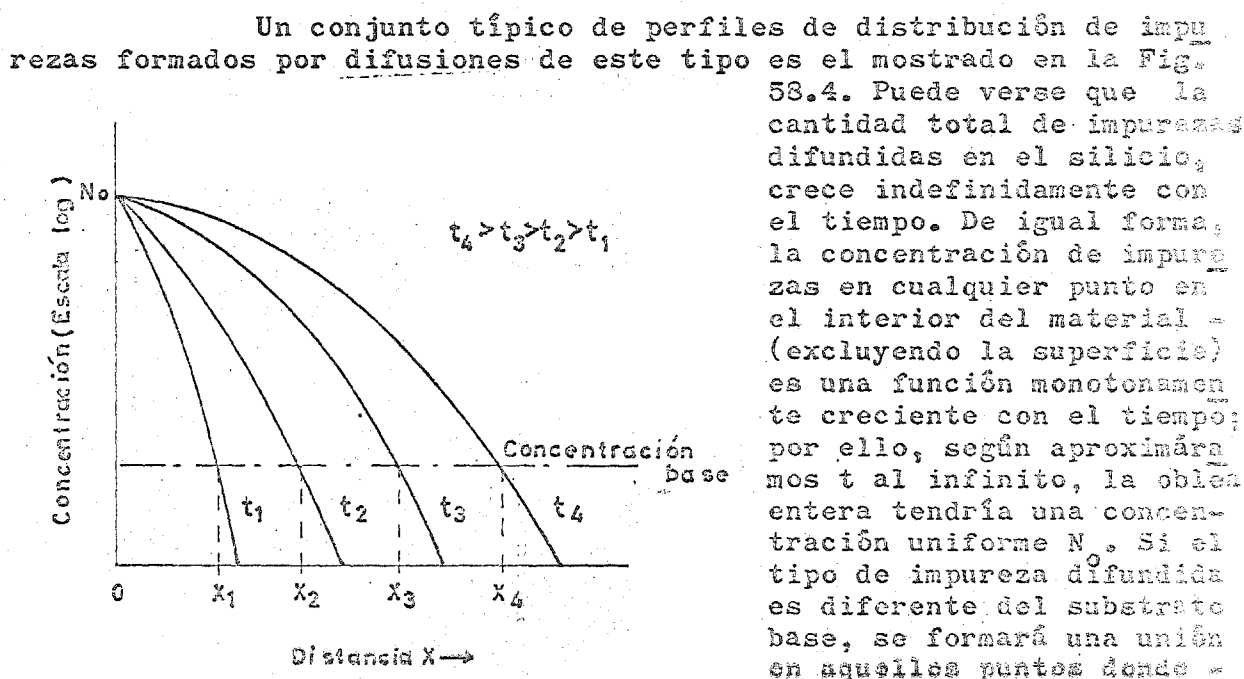


Fig. 58.4

las dos concentraciones se igualan. Estas profundidades de la unión son las designadas como puntos x_1 , x_2 y x_3 . En la fabricación de circuitos, difusiones de este tipo se usan para las etapas de aislamiento y de difusión del emisor.

Ejemplo: Una unión p-n es formada mediante difusión por fuente constante de boro en un sustrato de silicio, que en un principio posee una concentración tipo n de 10^{16} átomos/cm³. La etapa de difusión se realiza a 1250°C manteniendo la concentración de boro en la superficie en el límite de solubilidad en sólido. Calcular el tiempo de difusión t necesario para obtener una profundidad de la unión de 9 micras.

La concentración en la superficie viene determinada por la Fig. 58.2 como $N = 5,5 \cdot 10^{20}$ átomos/cm³. A 1250°C el coeficiente de difusión del boro es $5 \cdot 10^{-12}$ cm²/seg (ver Fig. 58.1). La unión se deformará cuando $N(x,t)$ sea igual a la concentración inicial. Así:

$$\frac{N(x,t)}{N_0} = 1,82 \cdot 10^{-5} = \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}$$

donde $x = 9 \mu$. - De la Fig. 58.3 se puede obtener que $t = 4000$ s = 66,5 minutos.

58.1B DIFUSION DESDE UNA FUENTE LIMITADA.

En este tipo de difusión, la cantidad total de impurezas introducidas en el semiconductor a lo largo de todo el proceso está limitada. Esto se consigue depositando sobre la superficie del silicio una cantidad de átomos de impureza por unidad de área de la superficie expuesta, durante una corta "predeposición", etapa anterior a la difusión real. Esta predeposición es seguida por un ciclo "conductor" en el que la fuente de impurezas es suprimida y la cantidad de impurezas ya depositadas durante la "predeposición" se difunde en el sustrato de silicio. Con este tipo de difusión, la profundidad de penetración de las impurezas durante la predeposición se supone despreciable con respecto con la profundidad final conseguida después del ciclo de "conducción". Así pues, la distribución inicial de impurezas $N(x,0)$ se supone es una función delta, en la superficie del semiconductor. Con ello la condición de contorno para la ecuación básica de la difusión (58.4) es

$$\int_0^{\infty} N(x,t) dx = Q = \text{constante} \quad (58.8)$$

donde Q es la concentración de impurezas depositada en un principio sobre la superficie (en átomos/cm³). La solución de la ecuación es entonces

$$N(x,t) = \frac{Q}{\sqrt{4Dt}} e^{-x^2/4Dt} \quad (58.9)$$

El perfil de impurezas dado por (58.9) se conoce como distribución Gaussiana. Una gráfica normalizada de esta distribución es la dada en la Fig. 58.3 en función de su argumento. La Fig. 58.5 muestra un dibujo del perfil de la difusión por fuente limitada para valores crecientes del tiempo. Puede verse que en este tipo de difusión, la concentración en la superficie N_0 es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del tiempo de difusión. En la fabricación de circuitos integrados, la difusión por fuente limitada se usa normalmente en la formación de las regiones de base.

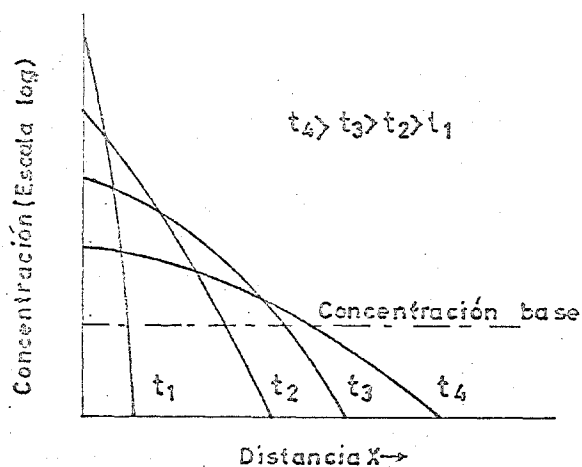


Fig. 58.5

Ejemplo: Sobre una superficie de silicio son depositados 10^{16} átomos de Boro/cm², anteriormente a la etapa de difusión por fuente limitada. El sustrato de silicio tiene una concentración inicial de impurezas tipo n, de valor $N_B = 10^{16}$ átomos/cm³. Determinar la profundidad de la unión después de una difusión de una hora a 1100°C.

El coeficiente de difusión del boro a 1100°C se obtiene de la Fig. 58.1 y su valor es $3 \cdot 10^{-13}$. Entonces la ecuación (58.9) podrá escribirse como

$$e^{-x^2/4Dt} = \frac{N_B \sqrt{\pi Dt}}{Q} = 5,8 \cdot 10^{-5}$$

de la Fig. 58.3 se obtiene

$$-\frac{x^2}{4Dt} = 3,3 \quad \text{o} \quad x = 1,2 \mu$$

58.1.0 PROPIEDADES BASICAS DEL PROCESO DE DIFUSION.

En el diseño de los circuitos monolíticos, deben considerarse las siguientes tres propiedades fundamentales:

1. Todas las difusiones actúan simultáneamente. Las impurezas introducidas en difusiones previas, continúan difundiéndose durante las siguientes difusiones. Por ello, cuando se calcule el tiempo de difusión total efectivo para un perfil de impurezas dado, se deberá considerar los efectos de los ciclos de difusión que se realicen a continuación. Los efectos de las difusiones posteriores sobre un perfil de impurezas dado puede estimarse definiendo un producto (Dt) efectivo para el perfil particular de impurezas, como

$$(Dt)_{ef} \approx D_1 t_1 + D_2 t_2 + D_3 t_3 + \dots \quad (58.10)$$

donde t_1, t_2 , etc. son los diferentes tiempos de difusión y D_1, D_2 , etc. los correspondientes coeficientes de difusión, determinados por las temperaturas respectivas de los ciclos de difusión. Así, por ejemplo, en la fabricación de dispositivos planares, la región de emisor de un transistor bipolar se forma por un proceso de difusión que sigue a la etapa de difusión de la base. Por ello, el producto efectivo Dt de la región de base contiene una contribución finita de la etapa de difusión del emisor.

2. Los perfiles de difusión de (58.7) y (58.9) son ambas funciones de (x/\sqrt{Dt}) . Por ello, para una superficie dada y una concentración inicial, las profundidades de unión x_1 y x_2 asociadas con las dos difusiones separadas, poseyendo ambas diferentes tiempos y temperaturas, pueden relacionarse por

$$\frac{x_1}{x_2} = \sqrt{\frac{D_1 t_1}{D_2 t_2}} \quad (58.11)$$

3. La difusión tiene lugar no solamente hacia abajo, esto es en sentido perpendicular a la superficie por la que penetran las impurezas, sino también a derecha e izquierda. Cuando se consideran las dimensiones laterales de los dispositivos planos, y particularmente en el caso de los transistores pnp laterales (que se verán más adelante), esta difusión lateral ha de tenerse en cuenta.

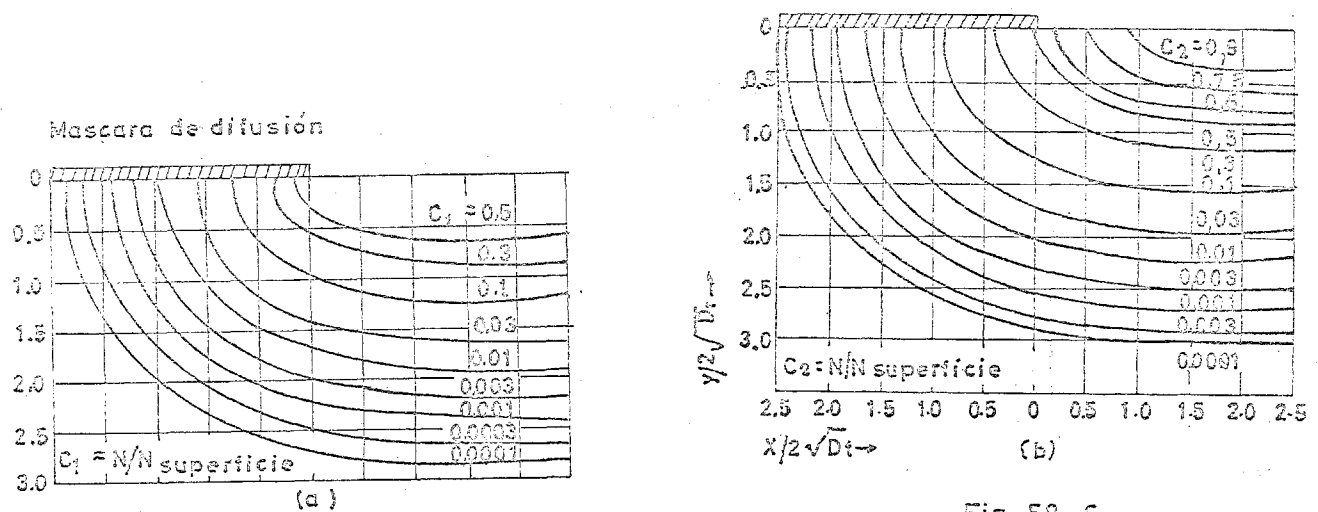


Fig. 58.6

La Fig. 58.6 muestra la difusión lateral para diferentes valores de las concentraciones. La Fig. 58.6 (a) da los contornos de concentración constante para el caso de una difusión por fuente constante. Los contornos de difusión de la Fig. 58.6 (b) corresponden al caso de fuente constante. En ambos casos la difusión lateral es del orden del 75 al 80 por ciento de la penetración vertical.

58.2 TÉCNICAS DE DIFUSIÓN.

Generalmente, cada etapa de difusión puede decirse que es un proceso en dos etapas. La primera es una difusión de una película relativamente delgada de impurezas sobre la superficie de silicio. En la segunda, el silicio es suprimido de la fuente de la impureza y calentado en una atmósfera libre de impurezas de forma que la única difusión - que aparece es una redistribución de aquellas impurezas introducidas originalmente. Las razones para preferir este método sobre el de una única etapa de calentamiento son, entre otras: a) mejor control y reproducibilidad, b) mejor enmascaramiento y c) más favorable distribución de impurezas. Veremos aquí algunas de las disposiciones usadas en la difusión de impurezas sobre silicio haciendo especial énfasis en los procesos de dos etapas sobre tubo abierto ya que éste es el método más común.

Esta técnica, la más extendida actualmente, es la que también podía denominarse sistema de flujo continuo. Existen de ella un gran número de variantes. Estas variaciones dependen principalmente de la naturaleza de la fuente. Raramente se presenta esta en su estado elemental, sino más como un

compuesto: gaseoso, líquido o sólido. Cuando se emplea una fuente sólida se requiere, por lo general, un horno de dos zonas - (Fig. 58.7): una zona de temperatura baja para obtener una presión de vapor suficientemente alta de la fuente y una segunda zona, de mayor temperatura, en la que se sitúa el semiconductor que va a ser difundido. Un flujo de gas inerte como argón o nitrógeno, se introduce en la zona de baja temperatura

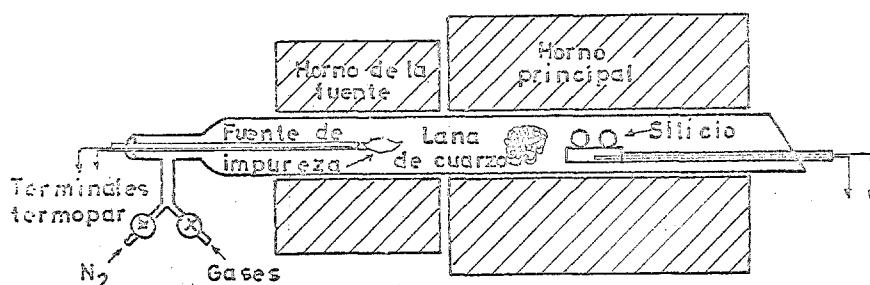


Fig. 58. 7

donde se combina con el vapor de la fuente y es llevado a la región de alta temperatura donde reacciona con el semiconductor. Los compuestos - mas normalmente usados para las diffusiones en silicio son As_2O_3 , P_2O_5 , BCl_3 , B_2O_3 y Sb_2O_4 . Estos óxidos reaccionan con el silicio dando lugar a una capa vítrea sobre la superficie de la que partirá la difusión al cristal. Además de actuar estas capas vitreas como fuente de impurezas, protegen al silicio contra la erosión superficial, absorben impurezas - metálicas del silicio e impiden la difusión por la superficie de metales pesados y en particular sodio.

Una desventaja de los sistemas que emplean fuentes sólidas en su incapacidad para controlar concentraciones superficiales por debajo de la solubilidad de sólido. Un mayor control se realiza cuando se usan fuentes líquidas y mucho mejor aún con sistemas de fuentes en fase gaseosa.

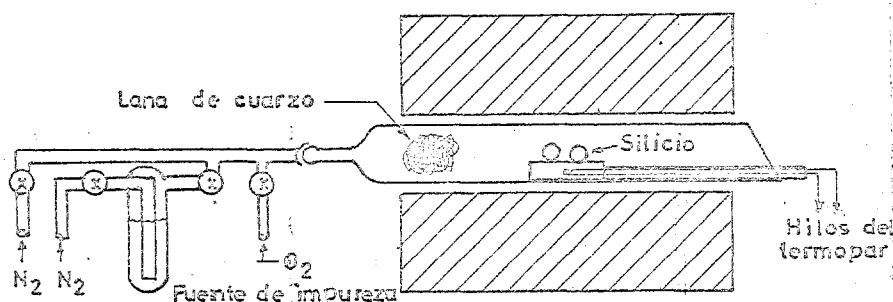


Fig. 58. 8

Un horno de zona única - (Fig. 58.8) es el que se requiere cuando se emplean fuentes líquidas ya que esta se mantiene a temperatura controlada próxima a la ambiente. Un gran control del flujo de gases es, sin embargo, esencial ya que la concentración de impurezas es no solamente función de la temperatura de la fuente,

sino también del flujo de gas portador inerte que pasa por la fuente. Los cálculos para la saturación del gas portador se hacen sobre la base de las leyes de los gases perfectos. El gas portador saturado se diluye con la corriente principal de gas, que es también un gas inerte mas un pequeño flujo de oxígeno. Fuentes líquidas comunes son Cl_3 , OP , Cl_3P , Cl_3As , Cl_3B y Br_3B . El oxígeno reacciona con el cristal y el gas de la fuente para formar capas vitreas similares a las formadas por fuentes sólidas. La difusión evoluciona desde esta capa directamente al interior del cristal. Se puede hacer un cierto control sobre el contenido de impurezas de la capa vitrea por ajuste de los flujos de oxígeno y/o del gas de la fuente resultando en cambios del espesor de la capa y de su concentración.

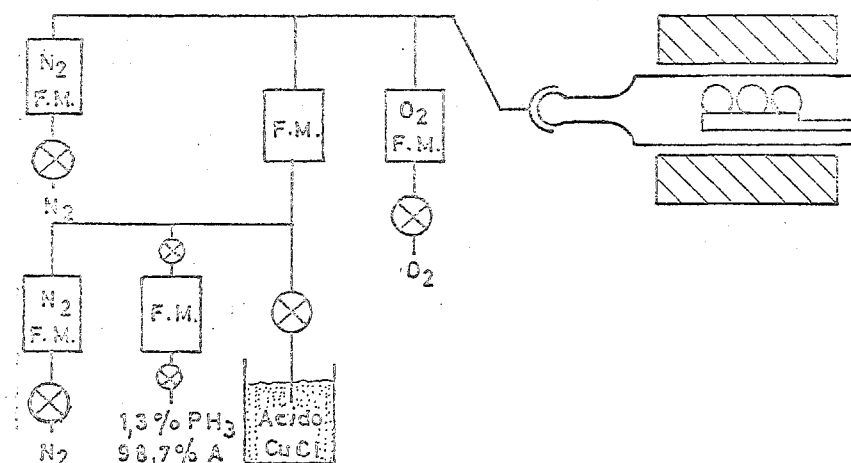


Fig. 58.9

Sistemas de fase gaseosa, Fig. 58.9 encuentran gran aplicación debido a su flexibilidad en términos de controlar la concentración superficial entre amplios márgenes. Igual que en el caso de fuente líquida, solo se requiere un horno de difusión de una única zona habiéndose de asegurar su buen control sobre el flujo de gas. Las fuentes de impurezas gaseosa, tales como PH_3 , AsH_3 , o B_2H_6 se suministran diluyéndolas a baja concentración en un gas portador inerte. El gas es introducido simplemente en la corriente de gas portador junto con un pequeño flujo de oxígeno.

Velocidades comunes de flujo para sistemas de difusión de tubo abierto son el orden de 0,5 a 5 litros/min.

58.3 DIFUSION DE COMPONENTES ACTIVOS.

58.3.1 TRANSISTORES NPN.

El transistor npn es, sin duda el componente básico de todo diseño. Una vez escogido, servirá como punto de partida para el resto del diseño y el dibujo del circuito. El resto de los componentes habrá de ser elegido o diseñado de forma que sea compatible con la estructura básica npn. La fig. 58.10 muestra una comparación entre las estructuras planares integrada y discreta de un transistor npn. En el

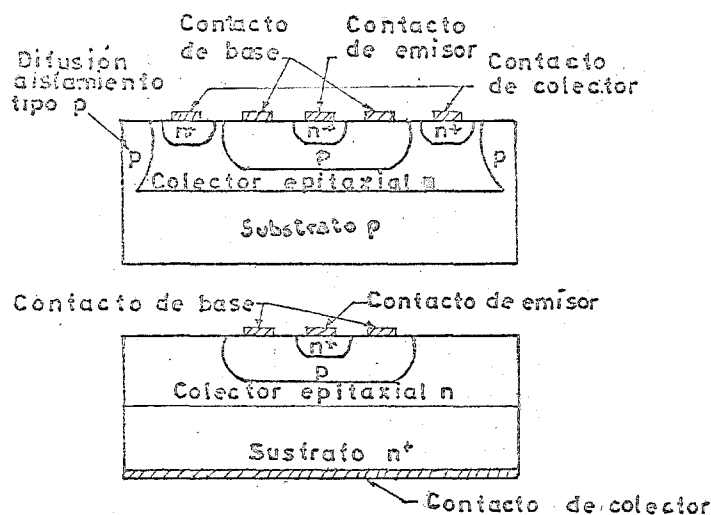


Fig. 58.10

el dispositivo integrado. Además, la presencia de la casilla de aislamiento por unión en torno al colector introduce dos parásitos adicionales en la estructura. Son estos, el diodo parásito sustrato - colector D_{ss} , y la capacidad asociada de la unión C_{ss} , como se ve en la Fig. 58.11. En ella, el transistor intrínseco, entre los terminales E, B y C es elásticamente equivalente al dispositivo planar discreto de la Fig. 58.10. Los valores de r_{cs} y C_{ss} dependen de la geometría lateral escogida y del trazado del dispositivo. La capa n^+ subepitaxial en la estructura integrada tiene un propósito do-

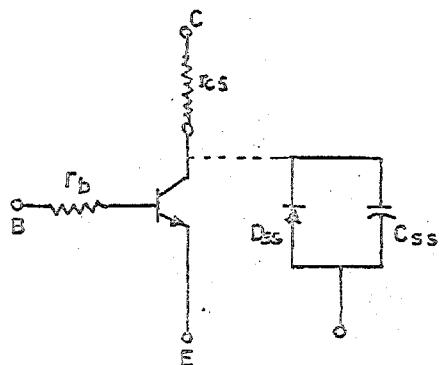


Fig: 58.11

ble; uno ya ha sido mencionado anteriormente: proporcionar un camino de baja resistividad a la corriente que va de la región activa del colector al contacto físico del mismo. El segundo fin es el de reducir la posibilidad de una posible acción parásita pnp entre el sustrato y la base tipo p, en el caso de que la región colector base del npn pasara a estar polarizada directamente.

La Fig. 58.12 muestra un típico perfil de impurezas para un transistor integrado analógico, con la concentración de impurezas

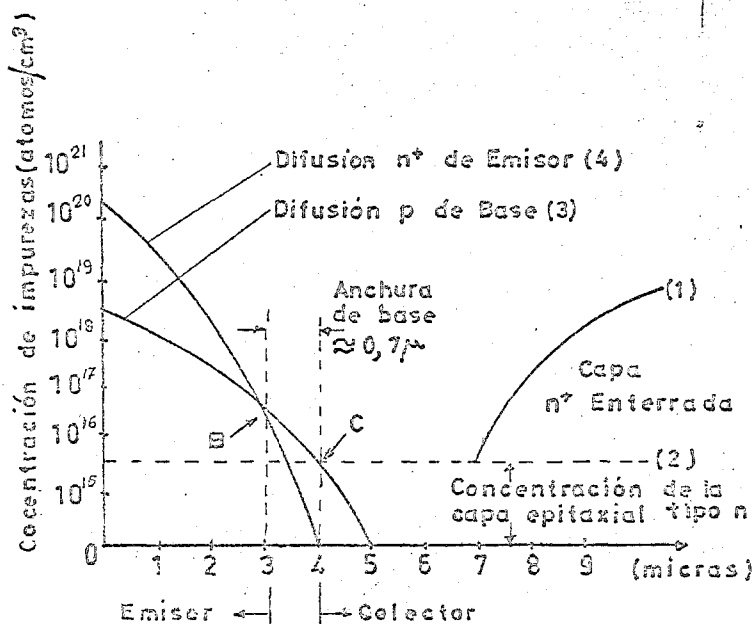


Fig. 58.12

(escala logarítmica) representada en función de la distancia, en micras, en el dispositivo. Los números asociados con cada uno de los perfiles de impurezas corresponden al orden de las etapas. El perfil de impurezas (1) se forma por difusión de la capa subepitaxial n^+ sobre el sustrato original p. tomando una estructura típica, con 10 a 12 μ de grosor epitaxial, la difusión n^+ tiene un espesor del orden de 3 a 4 μ . Una resistividad típica es de aproximadamente 12 a 18 Ω por

cuadro. A fin de minimizar un excesivo perfil, se emplea un dopante de difusión lenta como As o Sb.

El perfil de impurezas (2) se forma epitaxialmente y constituye un soporte uniforme sobre el que se harán las difusiones de base y emisor. Para aplicaciones, por ejemplo, de circuitos analógicos, la resistividad de la capa n epitaxial se toma del orden de $0,5$ a $5 \Omega\text{-cm}$ ($N_c \approx 10^{16}$ átomos/cm³ a $N_c \approx 10^{15}$ átomos/cm³). La elección de una resistividad de este valor viene determinada por consideraciones de ruptura base - colector).

El tener perfil de impurezas es la difusión tipo p de base. Esta etapa tiene normalmente una distribución gaussiana con una resistividad aproximada de 120 a $200 \Omega/\text{cuadrado}$. Como se verá después, los resistores difundidos y los transistores laterales pnp se forman en este ciclo de difusión.

El cuarto perfil es la difusión de emisor. Esta difusión usa normalmente fósforo como agente dopante, y se aproxima bastante a una distribución de función error complementaria con la concentración de la superficie mantenida cerca del nivel de solubilidad en sólido. Las uniones base-emisor y colector-base se forman donde interseccionan los correspondientes perfiles de difusión. La localización de estas uniones viene dada por los puntos (B) y (C) en la figura. La anchura W de la base es normalmente del orden de $0,8$ a $0,6 \mu$ con una tolerancia de $\pm 0,1 \mu$.

La Fig. 58.13 (a) muestra la planta de un transistor integrado npn de pequeña señal. El corte del mismo, normal a la superficie de la oblea, es el de la Fig. 58.13 (b).

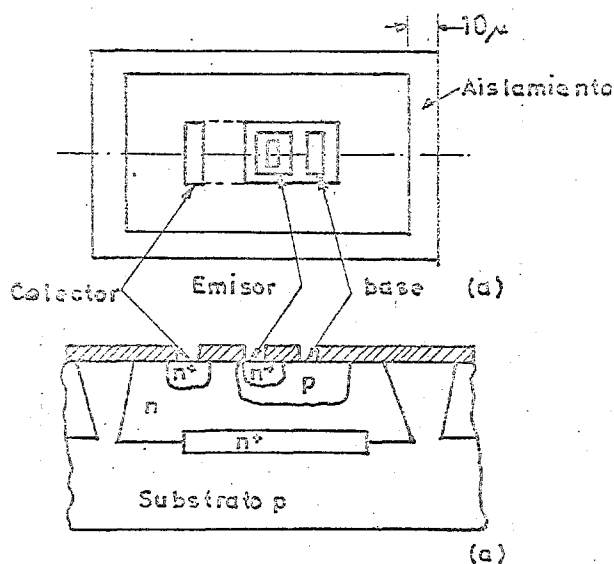


Fig. 58.13

El tamaño mínimo para las dimensiones laterales del dispositivo viene limitado por dos factores importantes: tolerancias de alineación de las máscaras y efectos de bordes de las difusiones.

La acción del transistor tiene lugar directamente debajo de la región de emisor. Por ello a fin de proporcionar la corriente de colector con una mínima de tensión serie, el contacto de colector se encuentra tan cerca del emisor como sea posible. La distancia entre la región de base y el contacto del colector se toma mayor que las difusiones laterales de las áreas de base p y colector n+ (ver Fig. 58.13). Si no se toma esta precaución, la región de colec-

tor n+ puede alcanzar a la base. Para una unión típica esta separación es del orden de 15μ . La capa subepitaxial n+ se encuentra localizada directamente por debajo de la región de base, llegando hasta el contacto del colector.

58.3.2 TRANSISTORES PNP.

Algunos circuitos pueden requerir el uso de transistores complementarios. En tales casos, es necesario fabricar transistores pnp sobre el mismo sustrato que los npn. Con este fin, han sido desarrollados un cierto número de estructuras monolíticas compatibles, total o parcialmente con el estándar npn. Algunos de estos serán los que veamos aquí.

A) PNP LATERAL

La estructura de transistor pnp más simple es la lateral que tiene la característica de no requerir difusiones o máscaras adicionales. La Fig. 58.14 muestra la planta y el corte de un transistor de este tipo. La base de este dispositivo está formada por la capa epitaxial tipo n que servía de colector en los npn. La difusión de la base de los npn se emplea para formar el emisor y el colector del pnp lateral; la difusión n+ del emisor de los npn se emplea para formar la región de contacto n+ para la base del pnp. En una estructura tal como la anterior, la acción del transistor tiene lugar en dirección lateral, es decir, paralela a la superficie de la oblea. Los portadores minoritarios inyectados en la base se difunden lateralmente hacia la región del colector.

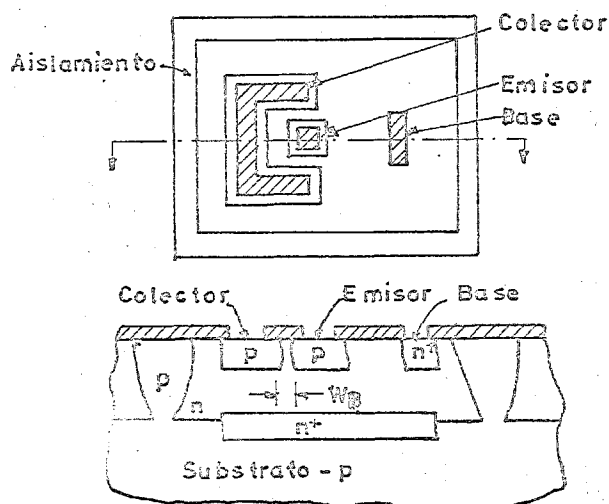


Fig. 58.14

El transporte de portadores a través de la región de base es más eficiente cerca de la superficie del dispositivo, donde la separación entre colector y emisor es mínima. Esta separación mínima es la anchura efectiva de base W_b , que normalmente es del orden de 6 a 12 μ . Este valor es mucho mayor que en un transistor npn vertical ($\approx 0,8 \mu$). Por ello su ganancia de corriente y su característica de respuesta con la frecuencia serán inferiores en pnp laterales que en npn.

B) PNP DE SUBSTRATO.

Un transistor pnp puede obtenerse también usando la región de base del npn como emisor, la capa epitaxial tipo n+ como la base y sustrato tipo p como colector. Tal tipo de dispositivo se denomina "pnp de sustrato" y tiene la estructura de la Fig. 58.15. Como puede verse, se fabricará al mismo tiempo que los transistores bipolares npn, sin requerimientos de nuevas máscaras o etapas de difusión.

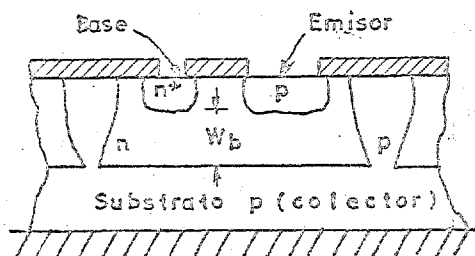


Fig. 58.15

El colector del pnp substrato se forma, como puede verse con el substrato tipo p comun al resto del circuito encontrándose en todo momento conectado a masa para señales alternas. Por ello, este tipo de estructura solo podrá utilizarse cuando el circuito tenga su colector conectado a tierra no pudiendo así ser utilizado para amplificación de voltajes. Sin embargo vale para amplificación de corriente.

58.3.3 DIODOS INTEGRADOS.

Cualquiera de las uniones que existen en una estructura monolítica pueden ser usada como diodo. La Fig. 58.16 muestra los dos

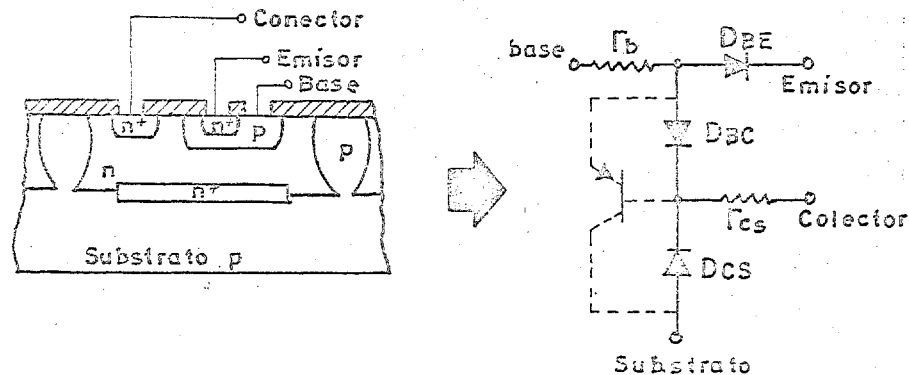


Fig. 58.16

diodos básicos asociados con un transistor npn integrado. D_{BE} y D_{BC} representan los diodos formados por las uniones emisor-base y colector-base, D_{CS} es el diodo colector-sustrato. Los resistores R_b y R_{cs} representan las resistencias parásitas entre los terminales del dispositivo y las uniones reales de los diodos. Es conveniente hacer notar que se forma un transistor parásito pnp cuando el diodo D_{BC} está polarizado en directo y D_{CS} en inverso. Esto corresponde al transistor pnp de sustrato que acabamos de ver.

Únicamente dos de estos diodos, el D_{BE} y el D_{BC} son aplicables a circuitos ya que el otro, el D_{CS} , tiene su cátodo común al resto del circuito.

Las cinco posibles configuraciones son las de la Fig. 58.17 que podemos designar así:

	Conexion diodo	Resistencia serie	Tension inversa de ruptura	p n p parásito
(1)		Pequeña ($\approx r_b$)	Baja ($\approx 7V$)	No
(2)		Pequeña ($\approx r_{cs} + \frac{r_b}{\beta_0}$)	Baja ($\approx 7V$)	No
(3)		Alta ($\approx r_b + r_{cs}$)	Alta ($> 40V$)	Sí
(4)		Alta ($\approx r_b + r_{cs}$)	Alta ($> 40V$)	Sí
(5)		Alta ($\approx r_b + r_{cs}$)	Baja ($\approx 7V$)	Sí

Fig. 58.17

1. Unión base-emisor con colector abierto
2. Unión base-emisor con colector en corto con base
3. Unión colector-base con emisor abierto.
4. Unión colector-base con emisor en corto con base
5. Uniones base-emisor y base-colector en paralelo.

En esta figura pueden verse también las características y comparación de todas ellas de las que pueden obtenerse las consideraciones pertinentes.

58.4 DIFUSION DE COMPONENTES PASIVOS

58.4.1 RESISTORES DIFUNDIDOS.

En circuitos integrados, el resistor es, probablemente el componente que difiere mas, con respecto a un equivalente discreto, de todos los que aparecen. Usualmente, los resistores pueden incorporarse en circuitos integrados bien mediante técnicas de semiconductores, bien mediante otras de copa delgada. Aquí nos detendremos en los primeros ya que los segundos se verán cuando se trate de la tecnología de copas delgadas.

La técnica básica para obtener un resistor difundido es la utilización de la resistencia de un determinado volumen de silicio. Consideremos, por ejemplo, una barra de silicio con una resistividad ρ . La resistencia vendrá dada por

$$R = \frac{\rho l}{A}$$

donde l y A son la longitud y la sección transversal de la barra, respectivamente. Resistores de este tipo pueden formarse en una de las regiones aisladas de la capa epitaxial sobre un substrato típico. Sin embargo, es mucho más común emplear una difusión a través de una máscara, en el momento en que se están formando las regiones de emisor o de base de un transistor. Y ya que la difusión de emisor da lugar a una región de baja resistividad mientras que la de base lo da de resistividad media, esta última es la preferentemente usada por dar una fórmula de compromiso entre un alto valor de la resistividad que hacia un resistor más compacto y un bajo valor de la resistividad que origina un coeficiente de temperatura de la resistencia, bajo. La resistencia de un dispositivo así viene dado por

$$R = \frac{\bar{\rho} l}{X_j W}$$

donde $\bar{\rho}$ = resistividad media de la región difundida
 l = longitud del área difundida
 W = anchura del área difundida
 X_j = profundidad de la difusión

El diseño real de un resistor difundido se simplifica utilizando el concepto de resistencia superficial definido por

$$R_s = \frac{\bar{\rho}}{X_j} \quad \Omega / \text{cuadro}$$

que llevado a la anterior da

$$R = R_s \frac{l}{W}$$

Ya que R_s queda determinada por los requerimientos de las difusiones de base o emisor, el diseño de un resistor monolítico de un valor dado se reduce a un simple problema geométrico. Así, para una determinada resistencia superficial R_s , el valor de un resistor difundido quedaría determinado únicamente por el cociente l/w , entre longitud y anchura, esto es, por razón de aspecto.

Como ejemplo, podemos determinar la razón de aspecto de un resistor de 4000Ω fabricado durante la difusión de base con una resistividad de $200 \Omega / \text{cuadro}$:

$$\frac{l}{w} = \frac{R}{R_s} = \frac{4000 \Omega}{200 \Omega} = \frac{20}{1}$$

Así, para este caso, podría fabricarse un resistor de 4000Ω empleando un diseño de 20 mils de longitud por 1 mil de anchura o cualquier otro diseño de las mismas proporciones. (1 mil = 1 pulgada/1000).

La Fig. 58.18 ilustra el dibujo de la máscara de un resistor difundido típico con los valores dados en el ejemplo. Aquí, la resistencia total viene determinada por el área 20×1 mil de la difusión tipo p de $200 \Omega / \text{cuadro}$. Los extremos de esta barra se agrandan a fin de poder albergar los contactos ohmicos. Habrá que agregar ciertos factores de conexión que no veremos aquí pero que pueden verse en la literatura. El borde de

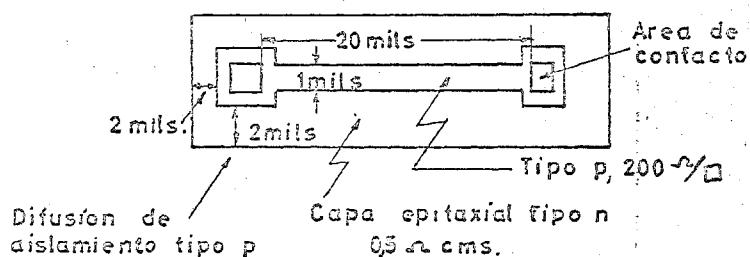


Fig. 58.18

la región tipo n debe estar aproximadamente 2 mils separado del límite del área en que se encuentra el resistor a fin de conseguir una perfecta separación de la capa difundida de aislamiento tipo p.

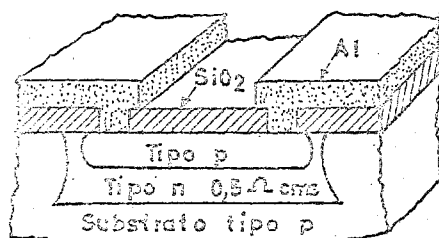


Fig. 58.19

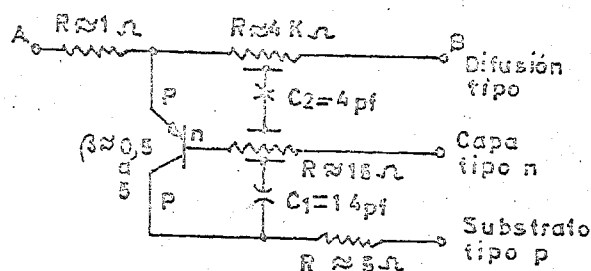


Fig. 58.20

La Fig. 58.19 muestra un resistor difundido monolítico típico en sección transversal. La Fig. 58.20, su circuito equivalente; Puede verse que un resistor monolítico produce, al mismo tiempo, una capacidad distribuida y un efecto de transistor distribuido. Así, la capa tipo n pasa a ser ahora la base de un transistor p-n-p de baja β (del orden de 0,5 a 5). Este bajo valor de β resulta de la base relativamente gruesa (aproximadamente 17 micras) formada por la capa epitaxial tipo n ante el sustrato tipo p y el resistor difundido, también tipo p. Ya que el sustrato se conecta normalmente al potencial más bajo del circuito, podría ocurrir conducción si la unión p-n entre el resistor y la capa epitaxial tipo n pasa a estar polarizada directamente bien por pérdidas o por

otros defectos. Como puede verse, entonces, cualquier corriente entre el sustrato y la capa tipo n estaría multiplicada por la β del transistor y actuaría como un shunt entre el resistor y el sustrato. En un circuito diseñado adecuadamente, la capa tipo n debería mantenerse al potencial positivo más alto del circuito a fin de prevenir tales efectos manteniendo una polarización inversa en la unión p-n entre el resistor y la capa tipo n.

Otros efectos parásitos asociados con los resistores difundidos son las capacitancias distribuidas de las uniones cuyos valores típicos, para un resistor de $4000\ \Omega$, son los indicados en la Fig. 58.20. Los efectos de estas capacidades pasan a ser importantes para las altas frecuencias.

58.4.2 CONDENSADORES DE UNION.

intrínseca

Una unión p-n posee una capacidad como ya se sabe de la física de los dispositivos semiconductores, debido a la carga iónica asociada con ella. No revisaremos aquí la teoría que explica dicha región pero si contaremos con ella a la hora de integrar condensadores. Revisemos brevemente las etapas en la fabricación de un condensador de unión en un circuito monolítico. La "condición de contorno" que aparece aquí es que el condensador ha de formarse simultáneamente con los otros elementos del circuito.

Básicamente la fabricación del circuito total, después de haber diseñado la secuencia adecuada de máscaras, comienza con una oblea de silicio tipo -p de 5 a $10\ \Omega\text{-cm}$ sobre la que se ha crecido epitaxialmente una capa de 25 micras de espesor de silicio tipo n de $0,5\ \Omega\text{-cm}$. Esta capa epitaxial es cubierta a continuación con una fina película de óxido de silicio. La oblea es, a continuación, cubierta con una máscara y atacada tras lo cual se somete a una difusión de tipo p profunda que atraviesa completamente la capa epitaxial n hasta llegar al sustrato p. Con ello quedarán unas "islas" tipo n cubiertas de óxido completamente rodeadas de material tipo p. Se vuelve a hacer crecer de nuevo otra capa de óxido sobre las porciones difundidas de la oblea, con lo que la estructura resultante es la de la Fig. 58.21.

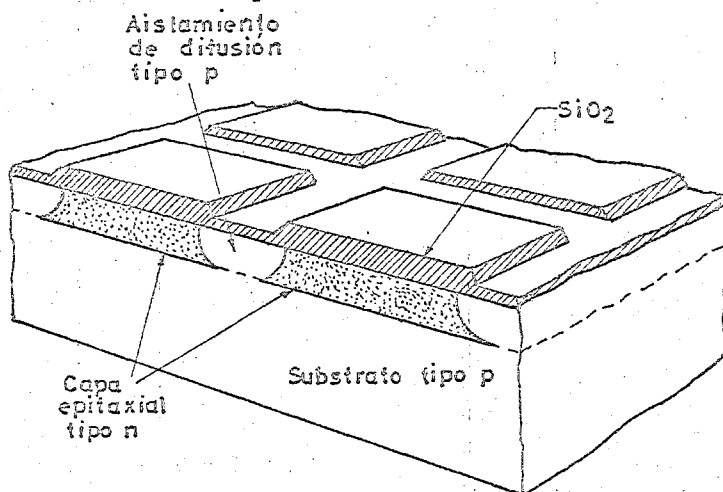


Fig. 58.21

el sustrato tienen la resistividad propia para las regiones de colector de los transistores, los ánodos de los diodos y para lo que mas interesa aquí, para una placa de un condensador de unión.

Se forman a continuación, en una segunda operación de difusión, las bases de los transistores, los resistores requeridos y el segundo elemento de los diodos y los condensadores de unión. Esta difusión es también tipo p, pero mucho mas tenue que la primera difusión de aislamiento que se realizó, no atravesando como aquella la capa epitaxial. Se forman así las uniones p-n requeridas directamente, en la capa epitaxial. De nuevo, las áreas difundidas son cubiertas con otra capa de óxido y con

Cada isla tipo p de base para las restantes difusiones que forman los varios elementos de un circuito integrado quedando reparados estos por uniones p-n-n-p, con lo que así se obtienen los adecuados aislamientos eléctricos. Las islas epitaxiales tipo n que aparecen así sobre

ello, a excepción de los contactos ohmicos de las dos placas del condensador, la fabricación del condensador de unión acaba. Los contactos ohmicos en las regiones difundidas tipo p y las regiones epitaxiales tipo n, que constituyen las placas del condensador, se formarán en un proceso que ya se vió en otro lugar.

Un corte de un típico condensador de unión es el de la Fig. 58.22 y en él pueden verse claramente las dos uniones asociadas con cualquier condensador difundido en un circuito monolítico. Cada una de estas uniones tiene una capacidad: la capacidad deseada de la unión J2 y la capacidad parásita J1. Ya que esta última aparece entre cualquier elemento de un circuito monolítico y el sustrato, existirá siempre un acoplo de tipo de capacidad parásita (consiste en la conexión en serie de las capacidad J1) entre dos cualesquiera de los elementos dispuestos sobre un sustrato común. Además de esto, cada condensador de unión tiene una resistencia parásita asociada en serie. Esta resistencia es el resultado de la resistencia de la región n.

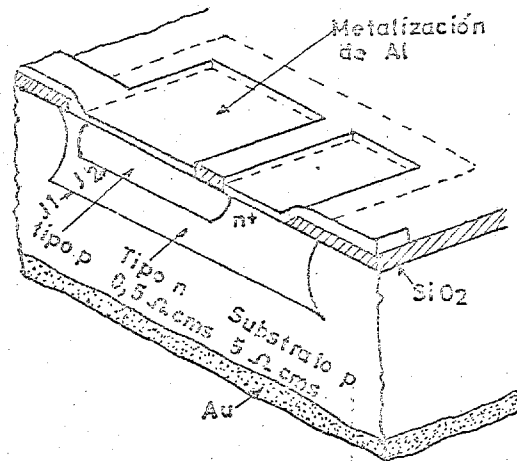


Fig. 58.22

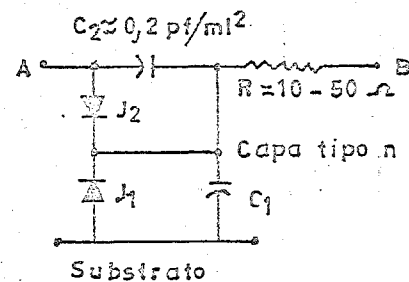


Fig. 58.23

Los elementos parásitos en un condensador de unión son los mostrados en la Fig. 58.23 que es su circuito equivalente. En él, C2 es la capacidad deseada, C1 la parásita y R la resistencia en serie. Los dos diodos "idealizados" de las dos uniones. De este circuito es evidente que será conveniente tener una relación entre C2 y C1 lo mayor posible a fin de obtener la máxima transferencia de señal del punto A al B.

El valor de capacidad que presentará una unión es, como ya se sabe de la Física de los dispositivos semiconductores, una función del area de la unión, de la concentración de impurezas en el material de mayor resistividad de los que forman la unión (en este caso la capa epitelial tipo n) y de la tensión en dicha unión. No daremos aquí su demostración, que puede verse en cualquier libro de semiconductores, sino solo su valor final que es

$$C_0 = \sqrt{\frac{q \epsilon}{2 V} \left[\frac{N_1 \cdot N_2}{N_1 + N_2} \right]}$$

donde ϵ = constante dieléctrica del silicio

V = tensión en la unión

q = carga del electrón

N1, N2 = dopaje neto de cada lado de la unión.

Es evidente que el sustrato deberá situarse al potencial más negativo del circuito no solo ^{para} minimizar C1 sino también para prevenir paso de corriente por el diodo J1, y problemas asociados que puedan aparecer en el caso en que J1 pase a estar polarizado directamente.

CONSIDERACIONES GENERALES DEL DISEÑO DE CONDENSADORES DE UNION.

De una forma global, algunos de los varios factores a tener en cuenta cuando se usen condensadores de unión en circuitos integrados, son los siguientes:

Primero, ya que el condensador se forma normalmente al mismo tiempo que la unión colector-base de un transistor que ocupe el mismo sustrato, su capacidad por unidad de área queda fijada por los requisitos del transistor.

Segundo, el condensador monolítico y el sustrato constituyen un transistor p-n-p. De aquí que la unión del condensador deba mantenerse en condiciones de polarización inversa para mantener al transistor sin conducir. (La unión del sustrato está siempre polarizada inversamente).

Tercero, la capacidad total es una función de la tensión a través de la unión. Por ello se tendrían modulaciones no deseadas en la capacidad si el circuito estuviera sujeto a variaciones de la tensión del condensador.

Cuarto, la resistencia en serie del contacto para el condensador difundido es aproximadamente la misma que para el colector del transistor, aproximadamente de 10 a 50 ohmios. Debido a este factor, la figura de mérito para este tipo de condensador es relativamente baja.

TABLA 58.1
CAPACIDAD POR UNIDAD DE AREA

POLARIZACION EXTERNA (VOLS)	pF/mil ²
0	0,2
-5	0,09
-10	0,06

La tabla 58.1 muestra una serie de valores típicos de la capacidad por unidad de área de este tipo de uniones en función de las condiciones normales de polarización y para un colector de 0,5 ohm-cm ($1,2 \times 10^{16}$ /cm³).

TABLA 58.2
VALORES TÍPICOS PARA CONDENSADORES
DE UNION

CARACTERÍSTICA	VALOR
Cap. max. por unidad de área, pF/mil ²	0,2
Área máxima, mil ²	2×10^5
Máxima capacidad, pF	400
Tensión ruptura, volts	5 a 20
Q	$\frac{1}{10}$
Tolerancia %	± 20

La tabla 58.2 da idea de una serie de valores típicos para condensadores de unión, que son los más normales en los actualmente en uso. La tensión máxima de ruptura viene determinada por la concentración de impurezas del material de la parte dopada mas debilmente de la unión.

TECNICAS DE AISLAMIENTO DE COMPONENTES.

Ya que todos los componentes de un circuito integrado son fabricados simultaneamente y sobre el mismo sustrato de silicio, es necesario emplear algún método de aislamiento eléctrico entre ellos. Esto se consigna mediante la formación de los dispositivos monolíticos en el seno de regiones aisladas electricamente conocidas como casillas o receptáculos. La separación eléctrica entre cada casilla y el resto del circuito se consigna generalmente por dos métodos: mediante uniones polarizadas inversamente (aislamiento por unión) o por capas de barreras dieléctricas (aislamiento dieléctrico). Estudiaremos aquí las técnicas de fabricación y las propiedades eléctricas asociadas con cada uno de estos métodos de aislamiento.

AISLAMIENTO POR UNION.

Las técnicas de aislamiento por unión son, con mucho, las más económicas y por ello, las mas comunmente utilizadas en la fabricación de circuitos monolíticos. En ellas, el aislamiento eléctrico se consigue mediante las propiedades de bloqueo de corriente de una unión p-n polarizada inversamente. La Fig. 58.24 muestra la sección de corte de una casilla con un transistor bipolar npn. En la

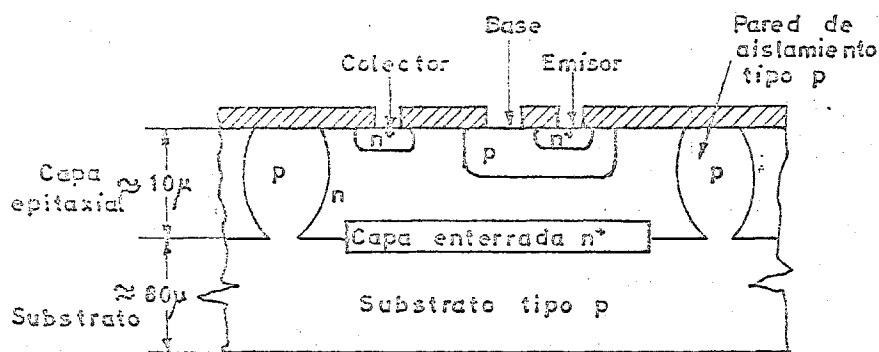


Fig. 58.24

conducción de corriente, desde el contacto físico del colector en la superficie de la oblea a la región activo del colector inmediatamente por debajo de la región de base.

A continuación de la etapa epitaxial y una de oxidación de la superficie se aplica una "máscara de aislamiento" sobre la superficie de la oblea. Esta máscara consta de unas ventanas que dibujan las zonas de aislamiento a través de las cuales se procede a una difusión tipo p, atravesando la capa epitaxial tipo n hasta llegar al sustrato tipo p. Con ello se forma un cerco continuo de semiconductor tipo p en torno a la capa epitaxial n y sobre la cual, por difusiones sucesivas, se constituirán los sucesivos elementos de los dispositivos que allí se formen. Cuando se polarice inversamente el sustrato y la franja p que bordea a la casilla n con respecto a esta, se habrá creado una barrera que actuará de aislamiento eléctrico con respecto al resto de la oblea.

La difusión p que crea el aislamiento es una difusión relativamente poco crítica, con el único requisito de que sea más profunda que la capa epitaxial formada. El único inconveniente que puede presentarse es cuando esta capa epitaxial se requiere que sea bastante gruesa. Entonces el tiempo necesario para hacer la difusión puede llegar a ser relativamente grande con el consiguiente detrimento de algunas de las características del dispositivo.

Un método análogo puede encontrarse en los casos en que no se realiza crecimiento epitaxial sobre el sustrato sino que sobre esta, directamente, se procede a las difusiones que den lugar al colector emisor y base. Las casillas quedan entonces formadas de forma directa aunque como se verá en su momento aparecen inconvenientes en este método que hacen mas aconsejable el anterior.

AISLAMIENTO DIELECTRICO.

En algunas aplicaciones, las capacidades parásitas de la unión o las corrientes de pérdidas asociadas con los métodos de aislamiento por unión pueden no ser aceptables. En tales casos, puede obtenerse un

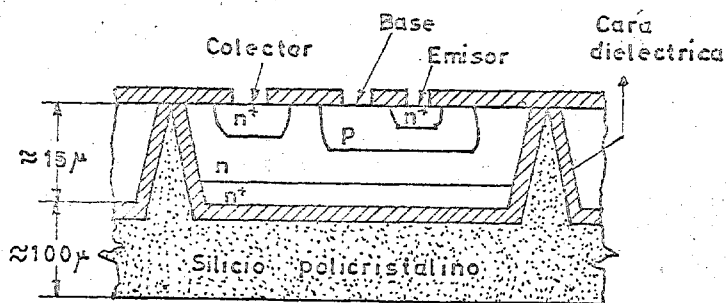
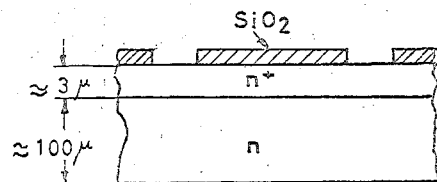
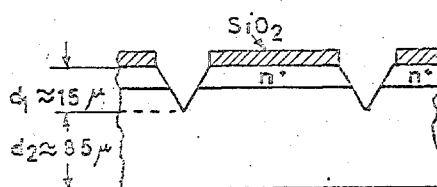


Fig. 58.25

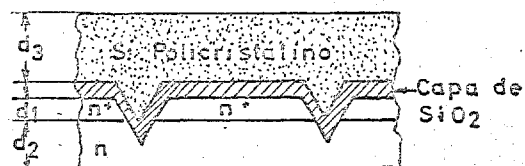
58.26 muestra una secuencia del proceso mas comunmente empleado. Partiendo de un sustrato tipo n, se efectúa la difusión no selectiva de una capa n+



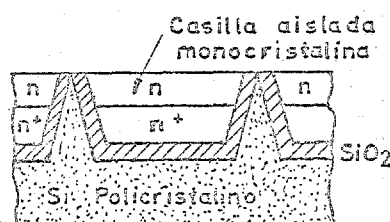
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 58.26

aislamiento eléctrico superior mediante la reparación de cada casilla por una capa dieléctrica como la de la Fig. 58.25. Normalmente, SiO2 crecido térmicamente se emplea como material dieléctrico.

En la formación de casillas aisladas dieléctricamente en la superficie de una oblea, pueden emplearse un cierto número de técnicas. La Fig. 58.26 muestra una secuencia del proceso mas comunmente empleado. Partiendo de un sustrato tipo n, se efectúa la difusión no selectiva de una capa n+ sobre la superficie de la misma. El material de partida es ahora uno orientado en la dirección <100> en lugar de en la <111> como era, normalmente, en los casos anteriores. (La razón de elegir casi siempre sustratos orientados según <111> es la de que es más fácil crecer cristales libres de defectos en esta dirección que en cualquier otra, con la consiguiente economía). Las razones de esta elección se verán mas adelante.

A continuación de la difusión n+, se oxida la superficie de la oblea aplicando una máscara con las zonas opacas correspondientes a las regiones donde van a aparecer los aislamientos. Se ataca seguidamente con una solución de hidróxido potásico (KOH) que tiene la propiedad de actuar anisotrópicamente sobre la superficie libre de silicio, esto es, la velocidad de ataque es mucho mayor según los planos [111] que según los [100].

Este ataque preferencial da lugar a la formación de un surco en forma de V sobre la superficie de la oblea, como se ve en la Fig. 58.26b.

La Fig. 58.27 muestra un detalle del surco de aislamiento en silicio orientado en la dirección $\langle 100 \rangle$ por ataque preferencial según los planos $[111]$. El proceso de ataque se detiene cuando los dos

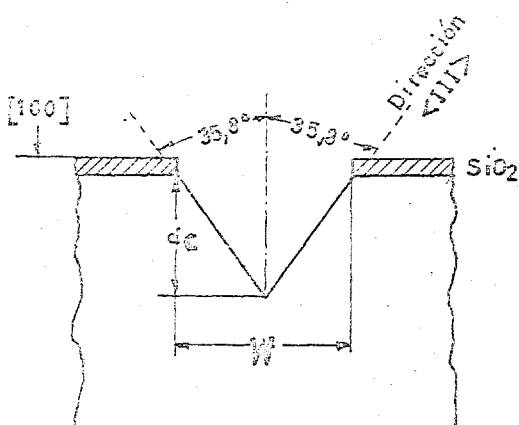


Fig. 58.27

planos $[111]$ que delimitan el surco de aislamiento intersectan en un punto a la profundidad d , por debajo de la superficie. Ya que los planos $[100]$ y $[111]$ forman entre sí un ángulo de $35,89^\circ$, la profundidad d del surco puede determinarse en función de la anchura inicial de la zona sin oxidar W como

$$d_c = \frac{W}{2} \frac{1}{\tan 35,3^\circ} = \frac{W}{\sqrt{2}}$$

Volviendo a la Fig. 58.26 (b), hemos de señalar que las dimensiones verticales de los dibujos no están en escala y así la profundidad d del surco de aislamiento es una pequeña fracción del grosor total de la oblea.

Una vez finalizada la etapa de ataque preferencial, el silicio que quedó al descubierto es oxidado de nuevo una gruesa capa de silicio policristalino es depositado sobre la capa de óxido, según puede verse en la Fig. 58.26 (c). El grosor y las características eléctricas de esta capa de silicio policristalino no tienen ninguna importancia ya que su función principal es servir como soporte mecánico para la oblea.

A continuación, la oblea original es volteada, correspondiendo ahora la parte superior de la estructura del dispositivo a la superficie inferior en la Fig. 58.26 (c). Una vez hecho esto, se pule la capa de monocristalino a un grosor d_2 hasta que apoya en la superficie de la oblea las figuras de aislamiento resultando así una casilla de monocristalino aislada como la de la Fig. 58.26 (d).

Después de que se han formado las casilla aisladas, la fabricación de los dispositivos integrados en cada una se completa por una serie de enmascaramientos convencionales y etapas de difusión dando lugar, por ejemplo a la estructura aislada de la Fig. 58.25.

La secuencia básica de las etapas del proceso son conocidas desde hace bastante tiempo, pero solo ha sido práctica después del desarrollo de las técnicas de ataque anisotrópico que permiten un control muy exacto de las profundidades del surco.

59. TECNOLOGIAS COMPLEMENTARIAS EN LA FABRICACION DE C.I.'S.

59.1 FOTOLITOGRAFIA.

El dibujo inicial de un circuito integrado se hace normalmente a una escala que es normalmente varios cientos de veces mayor que las dimensiones que tendrá el circuito final. Este dibujo inicial se descompone entonces en varias máscaras individuales, cada una de las cuales corresponden a una etapa de enmascaramiento del proceso de fabricación. Las máscaras individuales son a continuación reducidas fotográficamente a las dimensiones finales de la unidad integrada. La forma reducida de cada una de estas figuras se imprime por contacto sobre una película fotográfica para formar una "máscara" fotográfica de los dibujos que vayan a formarse por ataque de la superficie de SiO_2 . A fin de facilitar una producción en cantidad, se imprimen sobre la misma transparencia un gran número de tales máscaras formando una "placa de enmascaramiento". La placa es lo suficientemente grande como para cubrir por completo la superficie de la oblea de silicio que vaya a ser procesada. Con ello, con una sola operación, se conseguirá obtener un gran número de circuitos idénticos.

Durante la operación de enmascaramiento, la máscara es transferida de la placa a la superficie de la oblea mediante técnicas de fotografía. La superficie de la oblea que va a ser enmascarada se cubre inicialmente con una película fotosensible denominada "fotorresina" o "resina". La superficie de la oblea cubierta de resina se pone entonces en íntimo contacto con la placa de enmascaramiento y expuesta a luz ultravioleta. Las partes de resina fotosensible no cubiertas por partes opacas de la máscara se polimerizan endureciéndose como resultado de la exposición. A continuación, las partes sin exponer pueden lavarse dejando una "máscara de fotorresina" sobre la superficie de la oblea. Como consecuencia de esta etapa de enmascaramiento, la figura que va a dibujarse en el óxido es transferida a la superficie de la oblea en la forma de un dibujo de foto-resina endurecido y resistente al ataque.

La etapa de fotoenmascaramiento es seguida por una etapa de ataque durante la cual, las partes de la capa de SiO_2 no protegidas por la máscara de resina expuesta son eliminadas por ataque, formando las ventanas de difusión en el óxido. Este proceso, es usado como atacante una solución de ácido fluorhídrico. A continuación de la etapa de ataque, es eliminada la foto-resina mediante una solución especial de lavado y la oblea de silicio está lista para la próxima etapa de difusión. Una etapa de fotoenmascaramiento similar se usará también para formar los caminos de las conexiones.

59.1.2 TOLERENCIA DIMENSIONAL.

En la mayor parte de las estructuras monolíticas, las dimensiones laterales de los componentes integrados vienen determinadas por las limitaciones de la reducción fotolitográfica, del enmascaramiento y de los procesos de ataque. Las dos limitaciones fundamentales del proceso de fotolitografía son el alineamiento y la resolución de los dibujos de las máscaras.

Ya que las etapas de la fabricación de circuitos monolíticos requieren aplicaciones sucesivas de un cierto número de máscaras, es necesario que cada nueva máscara aplicada sobre la superficie del silicio, está perfectamente alineada con las máscaras previas, en la superficie total de la oblea. Esto requiere un alto grado de exactitud dimensional asociada con el dibujo inicial del circuito. Para asegurar esta

exactitud, el diseño inicial se efectúa al tamaño mayor posible, dentro de las posibilidades del sistema de fotorreducción. Se prefiere típicamente un tamaño X500 como diseño inicial para aquellos circuitos cuyas dimensiones finales serán de aproximadamente $0,44 \text{ mm}^2$ (~ 70 mils cuadradas). Para mayores dimensiones del "chip" se suele comenzar por una dimensión menor, tal como X400, a fin de evitar distorsiones ópticas durante el proceso de fotorreducción. Hay que hacer notar que inexactitudes en el dibujo asociadas con el diseño original se reducen también en la misma escala como el diseño original. Así por ejemplo, una inexactitud dimensional de $0,01 \text{ cm}$ en el original conduce a un error de $\pm 0,2\mu$ en la dimensión final, con una reducción de X500.

Una posible fuente de error en la etapa de enmascaramiento es la tolerancia asociada con el proceso de "repetitivo" ("stop and repeat") para imprimir por contacto la distribución de máscaras sobre la placa de enmascaramiento. La fuente de error en este caso es el mecanismo de avance. Un factor adicional que limita las tolerancias de la alineación de un conjunto de máscaras es la presión del posicionado de la máscara sobre la superficie de la oblea. A fin de minimizar los errores de alineación en la etapa de la operación de enmascaramiento es normal usar figuras de alineación concéntrica en sucesivas máscaras. La exactitud de alineamiento para un típico conjunto de máscaras es de aproximadamente $\pm 1\mu$.

La propiedad de la máscara para reproducir pequeños detalles sobre la superficie de la oblea queda determinada por la resolución de la etapa de fotoenmascarado. Una buena medida de la resolución es la mínima anchura de línea necesaria para resolver, repetitivamente, dos líneas paralelas separadas una línea entre sí. Las limitaciones principales del poder de resolución de las técnicas de foto-enmascarado son las fluctuaciones estadísticas en la estructura molecular de las emulsiones fotográficas y la difracción de la luz en los bordes de la máscara. En la actualidad la mínima anchura de línea que puede ser resuelta es aproximadamente 2μ .

La etapa de ataque introduce también irregularidades aleatorias que tienden a reducir la resolución de la máscara. La estructura en granos de la fotoresina expuesta y polimerizada no define un verdadero perfil durante la etapa de ataques, sino que puede causar irregularidades aleatorias del orden de $\pm 0,5\mu$ en las líneas rectas. Este defecto, junto, con las propiedades no uniformes del ataque sobre las capas de óxido tiende a redondear las esquinas de las máscaras con un radio típico de 2 a 3μ .

La tolerancia de alineamiento y de resolución limitan así las dimensiones laterales de los componentes de los circuitos integrados. Para una etapa de enmascaramiento dada, los valores absolutos de las tolerancias dimensionales son constantes. Por ello, las tolerancias son peores según hagamos menores las dimensiones. Por ejemplo, la similitud de dos resistores de 5μ de anchura es mucho peor que la de otros que tengan 10μ .

59.2 FORMACION DE CONTACTOS OHMICOS.

Las difusiones vistas en anteriores apartados pueden dar lugar a estructuras con las características eléctricas deseadas. Utilizarlas, sin embargo, lleva consigo la formación de contactos en varias partes de las mismas. Ya que se ha encontrado poco práctico la unión de hilos directamente al silicio, siempre se hará intervenir una película de metal. Las propiedades deseadas de esta película de metal son las siguientes:

1. Debe ser capaz de hacer un buen contacto (no rectificador) con el semiconductor.
2. Debe ser un excelente conductor.
3. Debe tener propiedades metalúrgicas adecuadas a los procedimientos de conexión de los terminales que se emplean.

Varios metales se han ensayado para la formación de estos contactos óhmicos. Los más comunes son oro, aluminio, níquel, plata, plomo y cromo. En los dispositivos de silicio, el que se ha encontrado preferible es el aluminio. Sin embargo, cuando se usa aluminio ha de tenerse gran cuidado para evitar la formación de una región tipo p que puede ocurrir cuando se mezcla aluminio en el silicio. El fenómeno de recrecimiento, que origina este problema, puede comprenderse con la ayuda de la Fig. 59.1 que muestra el diagrama de la aleación aluminio-silicio.

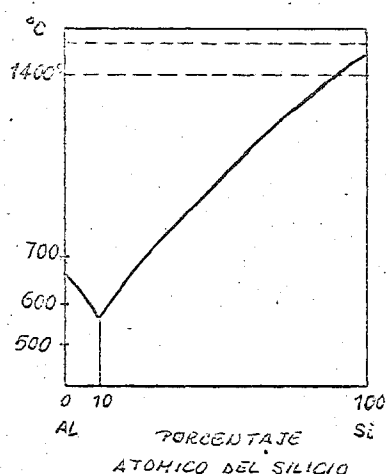


Fig. 59.1

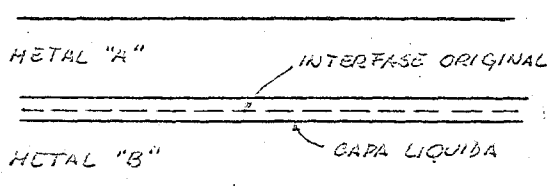


Fig. 59.2

Como puede verse, una aleación compuesta de un 89% de Al y 11% de Si tienen el punto de fusión más bajo que cualquier otra aleación de estos metales. Este punto mínimo se denomina eutéctico y no constituye un compuesto químico real.

La Fig. 59.2 es una representación esquemática de lo que ocurre en la interfase cuando se calientan dos metales a una temperatura un poco por encima del punto eutéctico. Según nos aproximamos a la temperatura crítica, átomos de cada uno de los dos metales comienzan a difundirse por la interfase. Cuando se alcanza el punto eutéctico, se forma una capa líquida muy delgada en la interfase y esta fase líquida disuelve rápidamente a

los metales en la proporción adecuada para formar un gran volumen de aleación eutéctica. Si se dispone de una cantidad limitada de uno de los dos metales, el proceso cesará cuando la cantidad total del material limitado ha sido gastado. Esta es la situación, por ejemplo, cuando se deposita una película de aluminio del orden de una micra de espesor sobre un sustrato de silicio que tenga un espesor de unos cuantos cientos de micras de espesor.

Cuando el sistema se calienta más allá de la temperatura eutéctica (576.9 °C) todo el aluminio presente rápidamente queda absorbido por la fase líquida. El aluminio, en este caso, es el factor limitador por ser el espesor de su película mucho menor que el de la región de silicio y ya que la aleación eutéctica requiere un porcentaje mucho mayor de aluminio que de silicio.

mucho mayor

Si ahora, un sistema así es calentado a una temperatura que la eutéctica, más y más silicio se disolverá en la fase líquida como puede verse en el diagrama de fases. Si el sistema se enfría luego a

un punto por debajo del eutéctico, este silicio adicional es rechazado del líquido durante el enfriamiento, formando una "capa recrecida" de silicio en la interfase. Esta capa recrecida contiene un pequeño porcentaje de aluminio, como puede determinarse de la solubilidad sólida de aluminio en silicio (aproximadamente 0,001 por ciento). La aleación líquida aluminio-silicio se solidificará formando un contacto óhmico - en el silicio, siempre que el silicio original sea bien tipo p o bien tipo n fuertemente dopado. Si es tipo p del que se parte, no hay dificultad ya que el aluminio que se segregará a la capa recrecida tenderá a hacerla mas tipo p. Si es tipo n del que se parte, habrá entonces mas átomos tipo n que átomos del aluminio tipo p por unidad de volumen en el cristal recrecido; de otra forma se creará una unión p-n en la interfase entre la capa recrecida y el silicio original sin perturbar. La cantidad de aluminio presente en la capa recrecida es de aproximadamente 5×10^{18} átomos/cm³. Así, a menos que haya impurezas tipo n presentes en la capa recrecida en exceso de esta concentración, se formará un contacto rectificador.

El aluminio es útil como contacto óhmico para las regiones de base y de emisor en los transistores n-p-n. En estos dispositivos, el dopaje de base puede ser menor que 5×10^{18} átomos/cm³, pero es ya tipo p. El emisor es tipo n, pero su dopaje es normalmente del orden de 10^{21} átomos/cm³. En un transistor p-n-p, el contacto de emisor no es, de nuevo, problema ya que es, al mismo tiempo p y está fuertemente dopado. Sin embargo, el dopaje de base puede ser menor que 5×10^{18} átomos/cm³ y ya que es tipo n, el uso de aluminio dará lugar normalmente a un contacto rectificador. Esto puede eliminarse, como puede verse en la Fig. 59.3 realizando una difusión de reforzamiento n⁺ antes de la metalización.

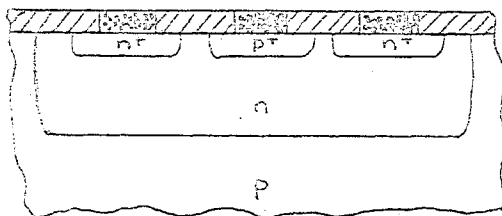


Fig. 59.3

En la práctica, una secuencia típica de metalización es como sigue.

Después de que todas las difusiones han sido efectuadas, mediante la técnica conocida de fotoresina, son realizadas aberturas en el óxido donde han de efectuarse los contactos óhmicos.

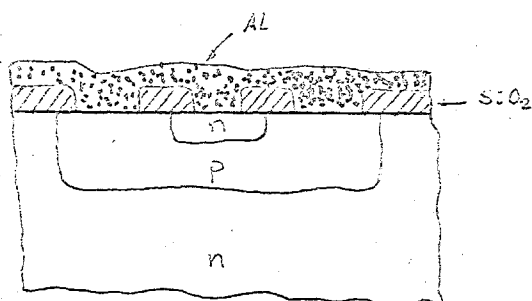


Fig. 59.4

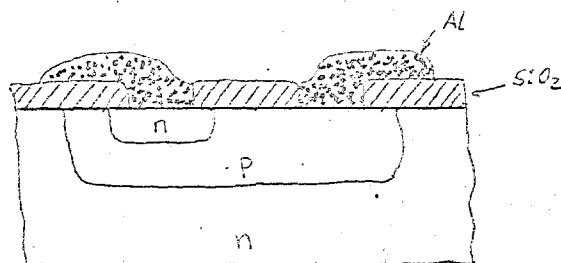


Fig. 59.5

Las obleas son entonces lavadas y colocadas en un aparato de evaporación al vacío. Las obleas limpias y atacadas son dispuestas bajo un filamento de tungsteno en la campana de vacío y el metal con el que se va a efectuar el contacto óhmico es arrollado en torno al filamento de tungsteno. Después de haberse conseguido el vacío en la campana, el aluminio es primero fundido y después evaporado por el filamento calefactor. Se depositará entonces una película fina de aluminio sobre las obleas así como sobre las restantes del sistema.

Después de que el metal haya sido evaporado, la campana es vuelta a llenar de aire y se retiran las obleas. En este

momento, las obleas aparecen en sección transversal como puede verse en la Fig. 59.4. Las obleas metalizadas son cubiertas de nuevo con fotorresina y expuestas con una nueva máscara que es esencialmente la inversa de la anterior. La resina es entonces activada. Una vez hecho esto, un atacante adecuado, como por ejemplo hidróxido sódico, es usado para eliminar el aluminio de las zonas no deseadas. El metal es, a continuación, aleado en la superficie del silicio calentando las obleas a una temperatura por encima de la eutéctica.

59.3 UNION DEL CHIP Y DE LOS TERMINALES.

59.3.1 UNION DEL CHIP.

Los chips de microcircuito poseen un tamaño comprendido entre 20x20 mils y 80x200 mils. Estos chips se encuentran unidos a un soporte recubierto de oro mediante una preforma eutéctica de oro-germanio (88% Au-12% Ge en peso). Como puede verse en la Fig. 59.6 esta preforma se coloca entre el

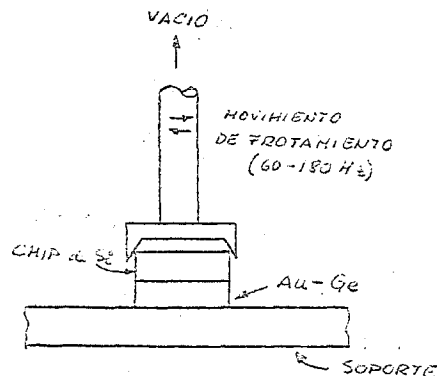


Fig. 59.6

soporte y el silicio. La temperatura de la combinación se eleva de 390 a 400°C aplicándose a continuación una presión al chip junto con un movimiento vibratorio de frotamiento. Ocurre entonces la fusión del eutéctico resultando una unión Au-Ge-Si al enfriarse.

En algunas aplicaciones, en que se requiere un buen contacto óhmico pueden usarse preformas dopadas con

0,1% de galio o antimonio para contactos p^+ y n^+ respectivamente. En muchos microcircuitos, sin embargo, este contacto no tiene misión eléctrica alguna.

Un sistema oro-silicio del tipo mostrado en la Fig. 59.1 puede usarse también. Sin embargo, el sistema oro-germanio posee mejores características de mojado por lo que es preferida.

59.3.2 UNION DE LOS TERMINALES.

A fin de conectar los extremos de conexión a las patillas terminales, se utilizan hilos de oro o de aluminio, de entre 0,5 y 0,2 mils de diámetro. Los hilos de oro suelen ser 99,999% puros de oro, trabajados de forma que tengan la suficiente dureza para las necesidades de manejo. Con aluminio, sin embargo, es necesario utilizar una aleación de 99% de Al y 1% de Si para dar la misma dureza.

59.3.2.a UNION POR TERMOCOMPRESION.

El oro se suelda al silicio de forma rápida mediante la aplicación simultánea de calor y presión. De los muchos tipos de equipos de soldadura disponible, el soldador de "cabeza de clavo" es quizás el más común. La Fig. 59.7 muestra las diferentes etapas de su forma de trabajo. Un hilo de oro con un extremo en forma de esfera se hace por un capilar cuyo diámetro es ligeramente mayor que el hilo a soldar.

La esfera se situa sobre el terminal de conexión del chip y se desciende hasta ponerse en contacto con el mismo. Durante este proceso, el chip de semiconductor, montado sobre su soporte, se mantiene a una temperatura de 2800 a 3000 en atmósfera de nitrógeno. La esfera de oro se oprime contra el terminal durante unos breves segundos hasta que se reblandece. De resultas de ello, la esfera adquiere la forma de una cabeza de clavo, de ahí el nombre de este tipo de unión. Se eleva a continuación el capilar quedando un pequeño bucle de hilo de oro que se lleva, por movimiento del capilar, sobre el poste terminal de la patilla correspondiente repitiéndose el proceso. Finalmente, mediante un mechero de hidrógeno se corta el hilo resultando dos esferas en cada una de las dos partes resultantes. Con ello, el hilo queda listo para la próxima operación de soldadura. La Fig. 59.7 muestra las dimensiones típicas del hilo, de la cabeza de clavo y de la esfera formada en este proceso. Una desventaja de este tipo de unión es la presencia de la "cola" de cantilever formada con cada unión. Bajo condiciones de vibración extrema, esta cola puede romperse con una causa incipiente de fallo del circuito.

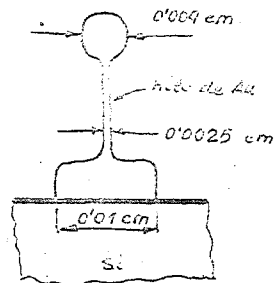


Fig. 59.7

59.3.2.b UNION POR ULTRASONIDOS.

Los métodos ultrasónicos han encontrado aplicación adecuada para unir los hilos de aluminio a los terminales del microcircuito.

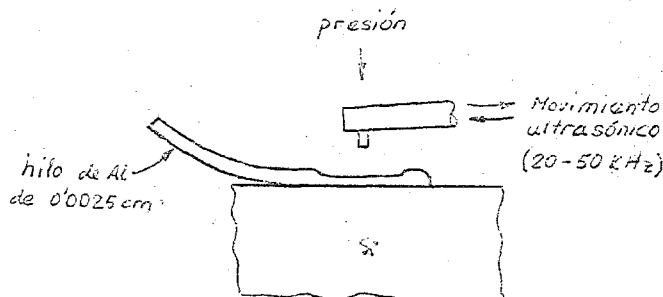


Fig. 59.8

La operación de unión se realiza como puede verse en la Fig. 59.8. En este caso, el hilo se coloca en contacto con el terminal de aluminio aplicándole con una punta roma una cierta presión al mismo tiempo que se mueve esta con un movimiento de frecuencia ultrasónica. La soldadura ocurre en cuanto la capa de Al_2O_3 se rompe por las vibraciones ultrasónicas.

La unión ultrasónica se realiza a temperatura ambiente y es, notoriamente, un proceso

mucho más sencillo. Sin embargo, su éxito parece ser una mezcla del nivel la presión y de la potencia de ultrasonidos, por lo que en cierta forma es difícil de optimizar. La unión por termocompresión, por el contrario, es una técnica mucho más fácil.

59.4 ENCAPSULADO.

Varias tecnologías de encapsulación han sido desarrolladas a fin de compaginar los requerimientos de economía, comportamiento y fiabilidad necesarios en este tipo de componentes. Cuatro son las tecnologías más comúnmente empleadas y son las que brevemente, veremos aquí.

El soporte TO-5 está compuesto de un cierto número de patillas de alambre, una base metálica y un molde vítreo; después de su montaje, es soldada la caperuza. Este tipo de soporte es, de hecho, el más conocido ya que es análogo al metálico usado en los transistores (Fig. 59.9).

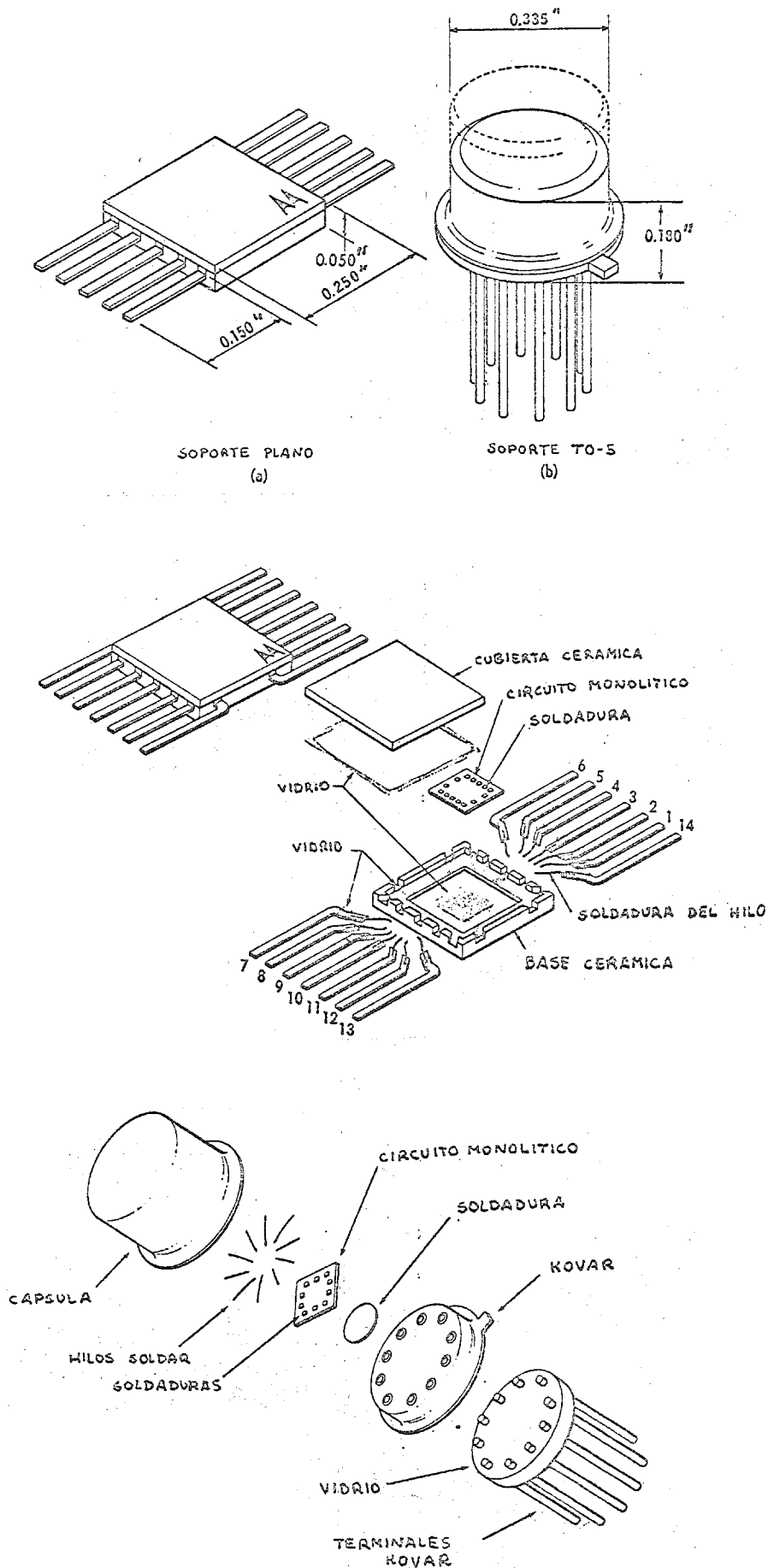


FIG. 59.9

Los tipos cerámicos dual en línea y plano emplean una moldura metálica provista de las correspondientes patillas colocada entre una base y una armadura cerámica, siendo después utilizado el conjunto. Finalmente se coloca una cubierta cerámica que se une fundiendo su envoltura vítrea.

El tipo plástico dual en línea consiste solamente en una moldura metálica provista de las correspondientes patillas, colocada entre una base y una armadura cerámica siendo después vitrificado el conjunto. Finalmente se coloca una cubierta cerámica que se une fundiendo su envoltura vítrea.

El tipo plástico dual en línea consiste solamente en una moldura metálica con patillas, alrededor de la cual se dispone una envoltura plástica formándose así la unidad completa.

Todos ellos son normalmente horneados a altas temperaturas, tanto los componentes como los cubiertos antes de su unión, a fin de eliminar por completo los contaminantes que pueden quedar sobre las superficies.

Aunque, como hemos visto, los componentes quedan herméticamente encerrados, no quiere esto decir que el semiconductor está definitivamente protegido contra todo peligro del exterior ya que, por ejemplo, partículas de alta energía pueden atravesar de forma fácil la cubierta produciendo efectos perturbadores en el dispositivo.

59.4.a COMPONENTES SIN ENCAPSULAR.

A diferencia de los tubos electrónicos, la mayor parte de los dispositivos semiconductores pueden funcionar eléctricamente aun sin ser encapsulados. El "chip" de semiconductor es completo en sí mismo, con terminales de conducción y una cierta protección superficial (el óxido). En esta forma sin encapsular, los chips son aptos para unión en circuitos integrados híbridos como se verá en otro lugar de esta asignatura.

59.5 PROBLEMAS.

59.5.1 ELEMENTOS PARASITOS.

Todas las conexiones vistas hasta aquí, crean ciertos elementos parásitos. Los dos más usuales son capacidades e inducciones, Fig.

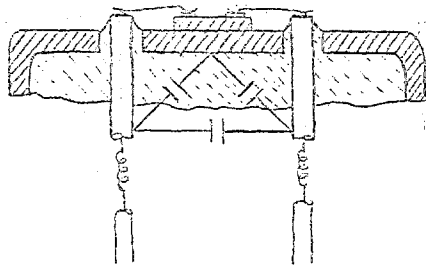


Fig. 59.10

59.10. Las primeras provienen, sobre todo, de las patillas debido a la proximidad a que se encuentran entre sí y que entre ellas existe un material de alta constante dieléctrica. También aparecen otras capacidades entre las patillas y el soporte del semiconductor que suele poseer un valor mucho más reducido.

Las inducciones provienen, también, de las patillas que han de tener una longitud suficiente como para ser fabricadas fácilmente y gruesas como para aguantar la corriente requerida. Ello lleva consigo un valor mínimo de inducción que no es fácil de rebajar. Por todo lo anterior, puede inferirse que la situación de las patillas es de importancia primordial y que habrá de estudiarse la configuración más adecuada, para cada caso. De un diseño no adecuado se obtendrá un com-

portamiento malo para altas frecuencia no por causas del dispositivo sino de los elementos parásitos, autoinducciones y capacidades.

59.5.2 CONSIDERACIONES TERMICAS.

Para elementos de alta potencia es realmente importante el que el conjunto disponga del medio adecuado para la transferencia de calor, bien a la atmósfera o bien a aletas de refrigeración. Esto hace que el diseño eléctrico tenga también estas miras, aparte de - otras vistas antes: el que exista una distribución homogénea de calor y que se disipe con facilidad. Una de las partes más estudiadas habrá de ser el soporte, esto es, el substrato cerámico que va a servir como aislante y que al mismo tiempo, ha de ser buen conductor del calor, esto es, ha de tener conductividad eléctrica, teóricamente, cero y conductividad térmica, teóricamente, infinita. El material que más se aproxima a esto es la cerámica alúmina.

Otro problema estriba en el coeficiente de dilatación térmica que siendo el semiconductor, por ejemplo, silicio, habrá de buscarse un soporte lo más parejo a él en este aspecto. Y esto no suele ser demasiado fácil, por lo que es usual colocar una fina oblea de un material que actúe de amortiguador, como puede ser el Kovar (aleación especial patentada por Westinghouse).

60. TECNICAS DE MEDIDA Y OBSERVACION DURANTE LOS PROCESOS DE FABRICACION.

Durante todo el proceso de fabricación de un circuito integrado es necesario tener un perfecto control de todos y cada uno de los factores que están interviniendo y, al mismo tiempo, y esto es tan importante como lo anterior, de si lo que está ocurriendo sobre la oblea, responde a los deseos previos, esto es, por ejemplo, si las difusiones se han desarrollado como se había previsto, si la capa de óxido se ha formado adecuadamente, si los contactos se han formado bien, si las tiras metálicas se extienden de forma continua por donde deben, si los hilos de unión del chip con los terminales de las patillas se han unido rígidamente. Esto por citar algunos de los muchos puntos que hay que controlar. Para todo ello se han desarrollado una serie de técnicas de medida y observación que permiten, en todo momento, conocer con bastante exactitud cómo se encuentra el proceso. Unicamente veremos aquí algunas de ellas.

60.1 METODO DE LAS CUATRO PUNTAS.

El objeto fundamental de este método de medida es la de conocer la resistividad superficial de una determinada capa semiconductor. Para ello, se disponen cuatro sondas metálicas equidistantes según puede verse en la figura, en contacto con la superficie de silicio. Una

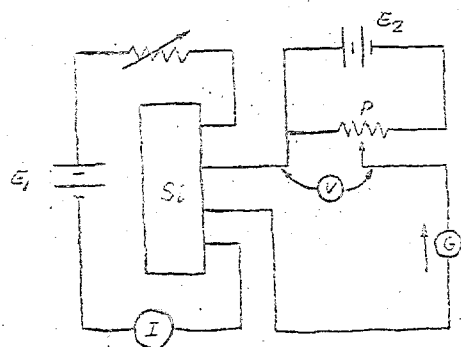


Fig. 60.1

corriente fija I se hace pasar a través de las dos sondas puntuales extremas, dando lugar a una diferencia de potencial V entre las dos puntas internas. Esta tensión ha de medirse con un detector de cero como el que se ve en la Fig. 60.1. Ello es debido a que el orden de magnitud de la resistencia que aparece entre las puntas interiores puede ser comparable, en orden de magnitud,

a la interna del voltímetro que se va a emplear en la medida. Si esto es así, la corriente medida I no sería la que en realidad pasase por el S_i , ya que una parte importante podría derivarse por el voltímetro. Esto daría lugar a medidas erróneas como ya es sabido. El método de compensar estas posibles derivas es con el esquema mostrado. Mediante el potenciómetro P se regulará la corriente que, suministrada por E_0 , pasará por el galvanómetro G . Cuando esta corriente sea igual, y de signo contrario, a la que se derivó del semiconductor, el galvanómetro marcará cero, momento éste en el que la tensión medida será exactamente la que corresponde a la corriente I .

La corriente y el voltaje medidor pueden ser manipulados de forma que conduzcan al valor de la resistividad superficial. Ello lleva consigo el uso de factores de conexión que dependerán de las geometrías de sondas y muestra a medir.

Así, por ejemplo, para una hoja infinita, puede demostrarse que:

$$\rho_s = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{V}{I} = 4,5324 \frac{V}{I}$$

mientras que para muestras finitas de formas circular o rectangular, la expresión pasa a ser

$$\rho_s = C \frac{V}{I}$$

donde C es una constante que dependerá del tamaño de la muestra y de la separación entre puntas.

A veces es conveniente, a fin de averiguar si existen contactos óhmicos, el de hacer una segunda medida de la resistividad con las polaridades de las tensiones invertidas. La resistividad habrá de ser la misma, pero si no es así, ello puede ser debido a probables rectificaciones del contacto.

Una posterior comprobación que debería hacerse sería la de hacer varias medidas a diferentes valores de corrientes. La resistividad debería ser la misma en todos los casos y si no ocurre así, deberán bajarse los valores de las intensidades hasta que dos medidas consecutivas, de valores decrecientes den el mismo resultado.

A fin de eliminar la influencia de estos potenciales de contacto en las medidas de la resistividad, se ha desarrollado otro método de medida en corriente alterna, que no se verá aquí por su mayor complejidad.

60.2 MEDIDA DE LA PROFUNDIDAD DE UNA UNIÓN.

La profundidad de una capa difundida se mide como la profundidad de la unión difundida formada por la introducción de una impureza en un sustrato de silicio que contenía impurezas de diferente tipo de conductividad. El contorno de la unión p-n así formada es mucho más fácil de determinar que el de otras uniones tipo n-n⁺ o p-p⁺ y de hecho, es de mucha más importancia práctica.

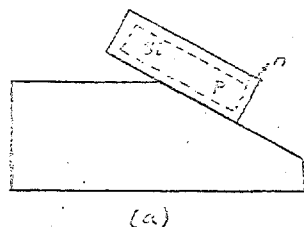
A fin de medir esta profundidad se buscan métodos de talar químicamente una región de un tipo de conductividad dejando intacta a la otra. Tales reacciones deben existir desde el momento en que el potencial electroquímico del silicio es diferente según sea tipo p o tipo n.

(así como que tenga un tipo de concentración u otro), y con ello, la velocidad con que se realizarán las correspondientes reacciones químicas serán también diferentes. El requerimiento más rígido sería que actuara rápidamente sobre una muestra que lo hiciera muy despacio o incluso no comenzara, en el otro. El contorno entonces entre el silicio que ha reaccionado y el que no ha reaccionado identifica la localización de la unión p-n.

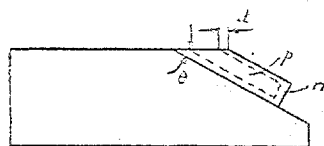
A fin de efectuar una medida lo más exacta posible de esta profundidad, y debido a su reducido valor, la primera etapa a realizar será la de pulir la sección de silicio un cierto ángulo (de 10 a 50). El resultado es el de incrementar la longitud expuesta

a la tintura en un factor de $1/\theta$ (θ en radianes). Como puede verse en la Fig. 60.3 (b) la x_j buscada puede deducirse de la medida mediante

$$X_j = \theta d$$



(a)



(b)

Fig. 60.2

La forma de realizar el pulido puede verse directamente en la Fig. 60.2 donde se observa que la lámina de silicio se ha dispuesto sobre un soporte con el ángulo fijado previamente haciéndose la fijación mediante, por ejemplo, cera Apiczon. Una lámina de vidrio sobre la que se ha depositado polvo de alúmina (de 0,1 a 0,05 micras) puede servir

de agente pulidor. El tiempo requerido para realizar la operación variará con el tamaño de la muestra pero puede variar entre 30 y 60 segundos.

A continuación viene la etapa de teñido que puede variar de unos métodos a otros. Aquí describiremos el método original de Fuller y Ditzonberger que consiste en una mezcla de aproximadamente 0,1% de NO_3H concentrado en FH concentrado.

La acción de esta mezcla es oscurecer las regiones tipo p y dejar a las n prácticamente inalteradas. Las reacciones que ocurren no están perfectamente identificadas, pero el efecto que producen sí, y esto es lo que es realmente importante en nuestro caso. Hay varias otras tinturas que no detallamos aquí pero diremos que en muchas de ellas el proceso se acelera, por ejemplo, con luz intensa o con una tensión aplicada entre regiones. Los efectos de ambos factores suelen ser notorios.

La medida del ángulo θ puede realizarse de varios modos pero todos ellos han de ser lo más exactos posible, ya que un pequeño error en su valor puede dar lugar a variaciones importantes en el X_j estimado. Una medida puede hacerse de la forma mostrada en la Fig. 60.3. El soporte con la muestra se fija sobre un cuadrante móvil y se incide un haz luminoso de un determinado tamaño sobre la parte pulida de la muestra y mantenida horizontal. La luz se reflejará e inducirá sobre una pantalla en la que se observará el tamaño del haz. Se girará a continuación, el soporte con la muestra hasta que la superficie del haz que se refleja sobre la pantalla sea la misma (Fig. 60.3 (b) que antes de la rotación. El ángulo será el θ buscado.

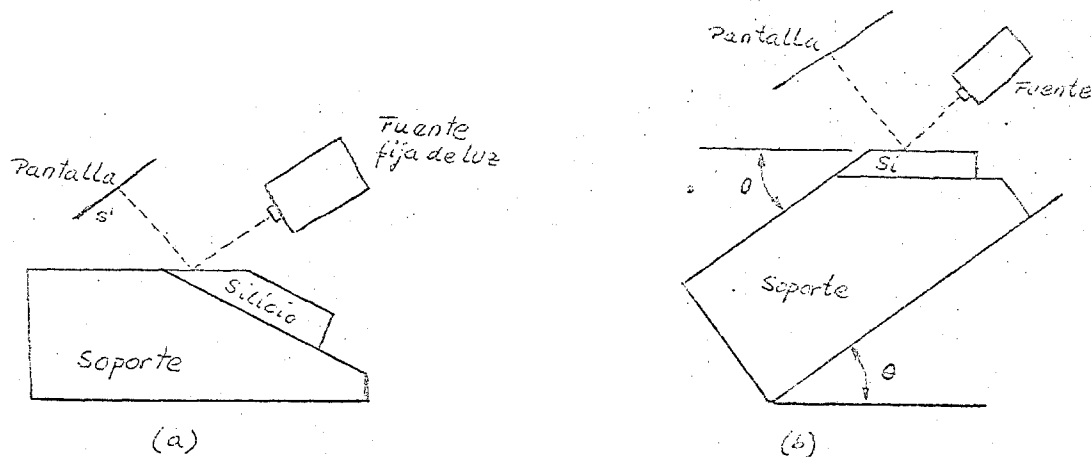


Fig. 60.3

60.4 MEDIDA DEL ESPESOR DE LA CAPA DE OXIDO.

Los métodos preferentemente usados se basan en técnicas ópticas debido preferentemente a su sencillez y exactitud. Otros métodos son el pesaje de las muestras, antes y después de la oxidación; pero se requiere un conocimiento de la densidad de la película a fin de pasar de peso a espesor. Medidas eléctricas, tales como tensión de ruptura, son útiles con fines comparativos, pero se requiere previamente conocer la rigidez dieléctrica si se desea calcular el espesor. Como puede verse, ninguno de ellos es o fácil o riguroso. De ahí el empleo preferente de métodos ópticos. Uno de ellos es el que describiremos aquí brevemente.

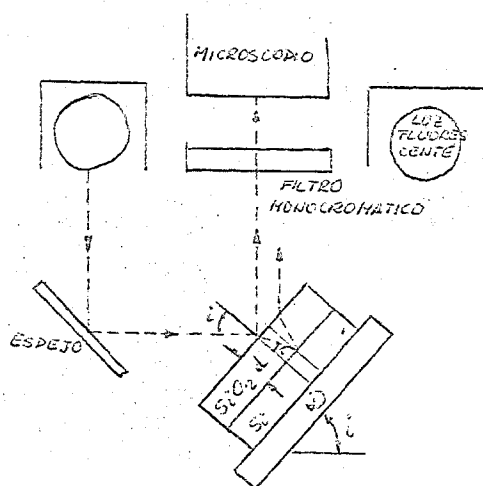


Fig. 60.4

La técnica VAMFO (Variable Angle Monochromatic Fringe Observation), esquematizada en la Fig. 60.4; es un método de medida no destructivo que emplea un microscopio con una plataforma giratoria sobre un eje normal al eje óptico del microscopio de forma que desde este se pueda observar la luz reflejada según varios ángulos. La figura que se observará por la interferencia de la luz reflejada por la superficie de óxido con la reflejada por la cara de separación silicio-óxido. La medida se basa en el recuento del número de máximos (o mínimos) de interferen-

cia observados en la rotación a través de un ángulo medido desde un ángulo inicial conocido de incidencia. Para un ángulo de incidencia i , la diferencia de caminos ópticos entre la luz reflejada por la superficie de óxido y la luz reflejada desde la interfase óxido-silicio viene dada por

$$2 dn \cos r = N \lambda$$

siempre que ocurra una interferencia constructiva máxima, con $\sin r = n$.

n = índice de refracción del SiO_2

d = espesor de la película de óxido

N = entero que describe el orden de interferencia

λ = longitud de onda de la luz monocromática.

A fin de obtener franjas de interferencia lo más nítidas posible se agrega delante del objetivo del microscopio un filtro monocromático aunque normalmente, de ser posible, será mejor emplear una lámpara de mercurio en lugar de una fluorescente.

Entre dos diferentes ángulos de incidencia i_1 e i_2 para los que resulta una interferencia constructiva máxima, de la expresión anterior se obtiene

$$N_1 \lambda = 2nd \cos r_1$$

$$N_2 \lambda = 2nd \cos r_2$$

y así

$$d = \frac{(N_2 - N_1) \lambda}{2n(\cos r_2 - \cos r_1)}$$

Como puede verse lo único que es necesario conocer durante la medida, es el ángulo inicial de incidencia, el ángulo final de incidencia y el número de máximos o mínimos en la rotación desde la posición inicial a la final. Solo con eso, y suponiéndose conocidos λ y n , podrá calcularse d . Como puede verse, la principal ventaja de este método es que es completamente no destructivo. Sus desventajas son que pierde cierta exactitud en la medida y que ha de conocerse n , esto es, el índice de refracción.

60.5 MICROSCOPIO.

Aparte de las medidas anteriores, que se refieren sobre todo a características de los procesos efectuados sobre una oblea (difusión y oxidación) es conveniente, muy a menudo, realizar otro tipo de observaciones. Se refieren estas al estado superficial de un circuito integrado, esto es, al estudio de las conexiones y de las metalizaciones por ejemplo. La forma de realizar estas observaciones es, como puede suponerse, mediante microscopio. Veremos aquí dos de los más comúnmente empleados, el metalográfico y el electrónico, aunque otros, por ejemplo, el de muestreo, estén ganando terreno rápidamente.

60.5.1 MICROSCOPIO METALOGRAFICO.

Aunque el fundamento lo suponemos conocido de la Física elemental, daremos a grandes rasgos una idea de sus partes esenciales (Fig. 60.5). Una lente convergente (objetivo) produce una imagen real del objeto a una distancia determinada de su plano focal imagen, la cual actúa como objeto de una segunda lente, también convergente (ocular) que forma la imagen final, ampliada, para observar directamente o ser recogida en una placa fotográfica. La distancia entre el plano focal imagen de la primera lente y la imagen formada por esta se llama longitud óptica del tubo.

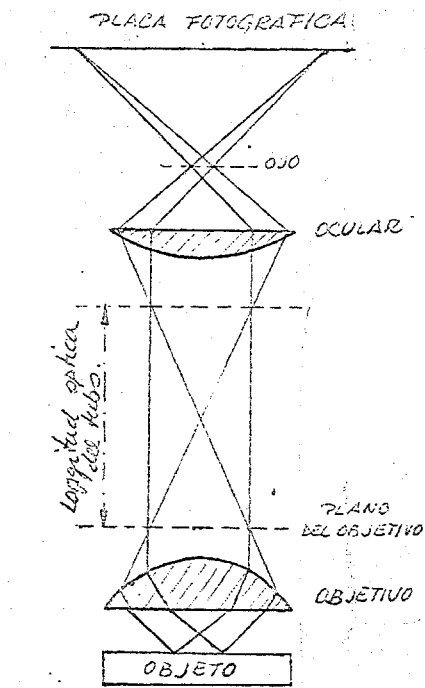


Fig. 60.5

Se denomina aumento del microscopio a la relación entre el tamaño de la imagen y el del objeto; según se demuestra en Física viene dado por la expresión

$$A = \frac{\Delta}{F_1 \cdot F_2}$$

en donde Δ es el intervalo óptico (distancia entre el foco del objetivo y del ocular), l la mínima distancia de visión distinta (mínima distancia a que un ojo normal puede ver perfectamente sin acomodación ~ 25 cm), F_1 y F_2 las distancias focales del objetivo y del ocular. A la relación Δ/F_1 se denomina aumento lateral del objetivo y a F_2/F_1 aumento visual del ocular.

Una de las características fundamentales de los objetivos es su poder separador que viene definido como el inverso de la mínima distancia a que deben estar situados dos puntos del objeto para ser vistos distintamente. Viene dada por la expresión

$$d = \frac{\lambda}{n \sin \alpha}$$

donde λ es la longitud de onda de la luz utilizada, n el índice de refracción del medio y α el ángulo de semiapertura de la lente, es decir, la mitad del ángulo que forman los rayos que partiendo del punto del objeto, bordean el objetivo y penetran en el ocular.

Vistas muy someramente las características de un microscopio ordinario, pasemos a ver las modificaciones que han de hacerse a fin de poder denominarla metalográfica. Esencialmente son las que se refieren a la iluminación del objeto y ello es debido a los dos siguientes puntos: a) para grandes aumentos no es suficiente con la luz difusa, sino que se requiere una concentración de foco sobre la muestra, que no presente reflejos perturbadores ni llegue a calentar la estructura de estudio y b) la muestra deberá recibir la luz del mismo lado que se observa, esto es, por reflexión.

La primera condición se satisface con el principio de iluminación de Köhler cuya representación esquemática es la de la Fig. 60.6.

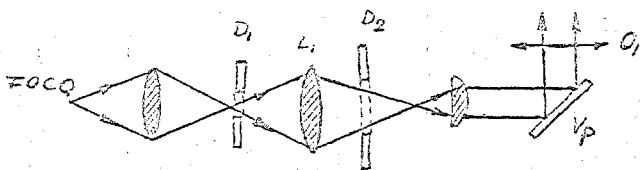


Fig. 60.6

Un foco proporciona, a través de una lente colectora, un haz luminoso que se limita por el diafragma D_1 variable a voluntad. Muy próxima a la apertura de este existe una primera lente auxiliar L_1 y un segundo diafragma D_2 que permite modificar, entre ciertos límites, la magnitud de la parte de la muestra que se desea analizar más minuciosamente.

La imagen del foco luminoso y diafragma, formada por la lente colectora y las auxiliares penetra, después de reflejada por el espejo V_p , por la abertura del objetivo O , el cual, corregido para el infinito, proyecta sobre la superficie del objeto el campo diafragmado.

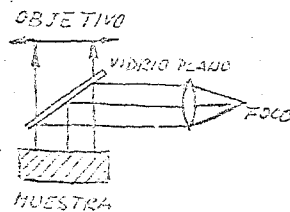


FIG. 60.7

La iluminación de la muestra se hace normalmente de la forma denominada normal o de campo claro (Fig. 60.7). En ella los rayos inciden perpendicularmente a la superficie reflectora, apareciendo ésta brillante.

60.5.2 MICROSCOPIO ELECTRONICO.

La calidad de una imagen óptica está determinada por el poder separador del instrumento. Los fenómenos de interferencia y difracción suponen para distancias de $1-2 \times 10^{-4}$ mm. una barrera para el microscopio. Por ello, basándose en las ideas de la onda asociada a todo movimiento de partículas se desarrolló el microscopio electrónico.

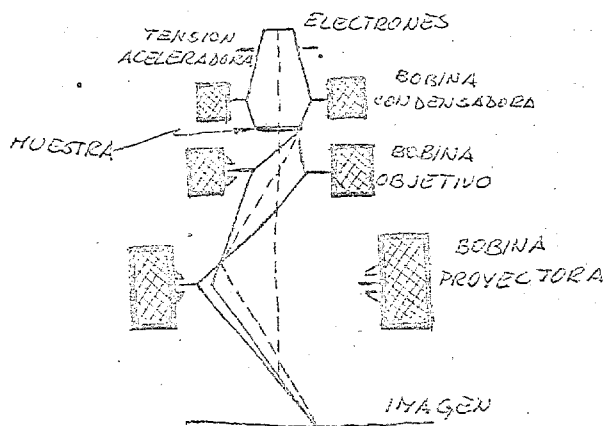


FIG. 60.8.

Su constitución es análoga a la de un microscopio ordinario: foco energético, condensador, muestra en el portaobjetos, objetivo, ocular y plano de proyección (Fig. 60.8). La óptica electrónica está sometida a las leyes de la óptica geométrica y a las de la naturaleza ondulatoria de la luz. Los haces electrónicos son refractados también en lentes cuyos medios son campos magnéticos. Por todo ello, sus trayectorias podrán gobernarse de acuerdo con las leyes ya conocidas de la balística electrónica que no veremos aquí. Los campos magnéticos presentes, curvarán las trayectorias de acuerdo con su intensidad, con lo que podrá lograrse que un determinado electrón, proveniente de un cierto punto de la muestra, aparezca en una posición u otra, esto es, pueda lograrse un cierto aumento.

Con lo anterior, ya puede comprenderse la construcción de una lente electrónica y su funcionamiento. El haz de electrones, después de atravesar el objeto o ser reflejado por su superficie, es difundido en todas direcciones, de forma distinta por cada parte del objeto. Este modifica, pues, el haz como en la óptica ordinaria. Al penetrar en la lente se le obliga, modificando el campo magnético, a describir una trayectoria espiral, pero de modo que los rayos que parten del foco de la lente coincidan de nuevo en un punto. La convergencia de las lentes dependen de la distribución de los campos a lo largo del eje óptico y de la tensión aceleradora. Es fácil comprender por qué el microscopio electrónico puede alcanzar un poder mucho mayor que el ordinario. Son valores normales los de $1,6 \times 10^5$ aumentos con un poder separador de $1-1,5 \times 10^{-6}$ mm., es decir, 15 Å.

La imagen se recoge en una placa fotográfica o se observa en una pantalla tipo de osciloscopio por ejemplo. Cuando se desea observar la superficie de un objeto, como es nuestro caso, al que no atraviesa la luz hay que utilizar la microscopía superficial. No nos detendremos más aquí en este tipo de microscopio ya que nos saldríamos de los límites que aquí caben. Solo queda señalar que su inclusión en el estudio y reconocimiento de los circuitos integrados y de las partes que los componen, junto con el microscopio de muestreo, ha dado lugar al control de una gran cantidad de defectos y posibles causas de fallo que, de otra forma, no habrían sido encontrados.

61.1 IDEAS GENERALES SOBRE DISEÑOS DE CIRCUITOS INTEGRADOS: PROBLEMAS.

La primera consideración a tener en cuenta en el diseño de un monolítico es determinar el número de regiones aisladas requeridas. Según vimos, una región aislada o casilla, es una región tipo n correspondiente al colector de un transistor. Esta región se encuentra aislada de otras similares mediante diodos polarizados inversamente. La razón de encontrarse aisladas eléctricamente es la de poder mantener diferentes niveles de polarización en cada región tipo n . Por ello, el número de casillas vendrá dado, primero, por el número de colectores que han de tomar potenciales diferentes. El tamaño de dichas casillas deberá mantenerse tan pequeño como sea posible a fin de reducir las capacidades parásitas que aparecen entre el colector y el sustrato.

La forma mas fácil de ver cómo se lleva a la práctica esto puede ser son un ejemplo. La Fig. 61.1 muestra una puesta lógica de

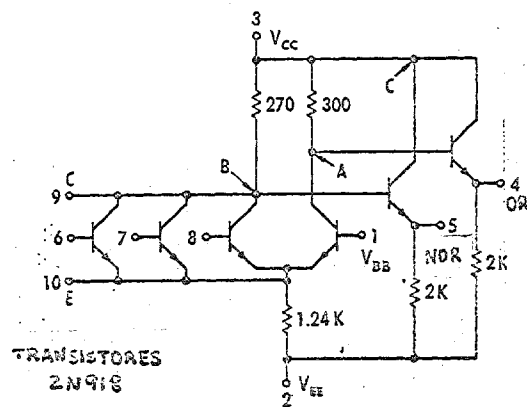


FIG. 61.1

contrarse aislados eléctricamente a fin de evitar el que las dos salidas sean la misma. Por ello, habrán de disponer de regiones aisladas M y N, para los tres transistores de entrada y para el transistor 1 de polarización fija.

Ya que las salidas parten de los dos nudos A y B, las medidas de respuesta transistoraria pueden tomarse en las dos salidas o en una sola. La capacidad parásita total que aparezcan en A o B afectará a las respuesta transistoraria y a su correspondiente salida. A fin de igualar los dos valores transistorarios medidos en las dos salidas, las capacidades parásitas habrán de ser iguales. Esto se logra reduciendo el área de la región N a un mínimo y haciendo el área de la región M igual a la de la N, ya que según vimos, la capacidad será proporcional al área.

Las regiones de colector de los transistores seguidores de emisor se mantienen a V_{cc} , el potencial más positivo que aparece en el circuito. Ya que V_{cc} es diferente de los potenciales que aparecen en A y B será necesaria una tercera región de aislamiento, C, para estos transistores.

tres entradas. De ella - puede obtenerse que, primero, hay tres transistores de entrada con colector común. Su nivel de tensión viene fijado por su conexión a través del seguidor de emisor, a la salida, en el terminal 5. El transistor, cuya entrada aparece en el terminal 1, tiene también su colector conectado a otro seguidor de emisor que va a una salida complementaria en el terminal 4. Puede verse que el punto B común a todos los colectores, y el punto A deben en

Los resistores, como se vió en su momento, se forman normalmente, en la misma operación de difusión que forma la base de los transistores. Según vimos también, aparecía un --- transistor p-n-p parásito, entre el resistor (emisor), la región n de aislamiento (base) y el sustrato (colector). Por ello, la tensión más negativa presente en el circuito deberá conectarse al sustrato a fin de evitar efectos parásitos. Esta condición de voltaje presenta el transistor parásito pn-p en los resistores, con una región de colector polarizada inversamente. Se ve también que la unión del resistor difundido deberá mantenerse polarizado inversamente con el doble fin de mantener la integridad del resistor y el transistor parásito sin conducir. Todo esto se puede conseguir conectando la región de aislamiento tipo n que rodea al resistor, conectada al potencial más positivo presente en el circuito. Esto asegurará el que las dos uniones se encuentran polarizadas de forma inversa bajo todas las condiciones del circuito. A fin de asegurar que esto ocurre para todos los resistores, todos se suelen colocar, si es posible, en la misma región de aislamiento (casilla). Los resistores, además, se encontrarán aislados unos de otros por las series p-n y n-p (~~+~~ y ~~-~~) colocados en oposición

Los resistores y los transistores de seguidor de emisor pueden colocarse en la misma casilla P, debido a que el nivel del voltaje requerido en los colectores es el mismo que para la región de aislamiento n que debe rodear a los resistores. Este es el único caso en el que ambos componentes aparecen en la misma casilla. Por ello, en caso de duda, será preferible ponerlos en casillas independientes.

Aunque en el ejemplo presentado no aparecen diodos o condensadores, será conveniente dar aquí algunas pequeñas indicaciones para el caso en que estén presentes.

De acuerdo con lo visto anteriormente, existen varias configuraciones posibles para diodos. De todas ellas, según la tabla dada, se tomará aquella que mejor responda a los requisitos eléctricos del circuito. De forma general diremos aquí que la utilidad de la configuración del diodo colector-base es bastante reducida, debido a que no puede polarizarse directamente por la acción de shunt asociada con el transistor parásito p-n-p. Sin embargo, el diodo emisor-base no tiene tal limitación si se conecta adecuadamente. Así, a fin de poder usar el diodo emisor-base en condiciones de polarización directa, la base que constituye el ánodo del diodo debe ser puesta en corto con el colector o con la región de aislamiento en que está localizada. Esta condición fija el potencial del colector con respecto a la base, eliminando cualquier acción p-n-p o n-p-n expuesta debida a los potenciales inducidos en el colector.

Con respecto a los condensadores, ya que la unión emisor-base tiene el valor de capacidad por unidad de área mayor que cualquier otra de las posibles uniones de una oblea, siempre se tomará esta para formar los condensadores de unión. El valor de la capacidad puede aumentarse cortocircuitando externamente el emisor con el colector. Con ello aparecen en paralelo dos capacidades, la emisor-base y la colector-base. En este tipo de condensador, la base ha de conectarse siempre a un potencial más negativo que las regiones colector-emisor, a fin de eliminar posibles conducciones.

TAMAÑO DEL CHIP.

El mínimo tamaño del chip en un circuito monolítico viene determinado por

1. El área de las regiones de aislamiento.
2. El área mínima requerida para los terminales de unión en los bordes del chip.
3. El área requerida para llevar las conexiones metálicas sobre el óxido de silicio para interconectar los componentes.

El área de las regiones de aislamiento viene determinada por las dimensiones físicas de los componentes contenidos en las mismas y estas, a su vez, por los requerimientos del circuito.

A fin de facilitar la unión de los hilos de conexión entre las patillas y el chip, se disponen terminales de unión en los bordes de ésta, el tamaño de los cuales del orden de $0,075 \times 0,125$ mm.

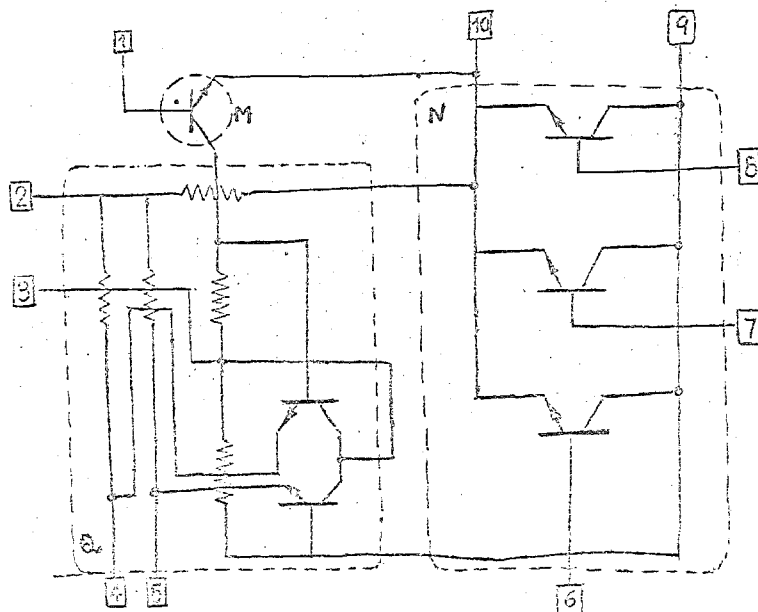
El área cubierta por las tiras metálicas de interconexión que van entre compuestos y entre estos y los terminales deberá también minimizarse. Su anchura debe ser igual o menor que $0,025$ mm.

Un tamaño normal de chip puede ser del orden de $0,125 \times 0,125$ mm. Se requiere que dicho tamaño sea lo menor posible por dos razones:

1. El número de circuitos producidos por oblea incrementa según disminuye el tamaño del chip.
2. Según estadísticas, la probabilidad de defectos en un chip de semiconductor, incrementa según aumenta el área.

CONEXIONES Y CRUCES.

El problema de interconectar los componentes en un circuito monolítico puede resolverse como se ve en la Fig. 61.2, donde se ha



dibujado de nuevo el circuito de la Fig. 61.1 a fin de disponerla en la forma adecuada para su integración, con indicación de las casillas a formar y las conexiones. Cualquier resistor, como se ve, puede servir como soporte para un cruce. Si el circuito fuese tan complejo que fuera, forzadamente, necesario hacer un cruce entre conexiones podría agregarse un conductor difundido al dibujo. No entraremos en este tipo especial de cruce, pero indicaremos que para su formación habrá de tenerse en cuenta el nivel de voltaje

de cada tira de metal y la posibilidad de capacidad parásita entre ellas. No es muy recomendable su inclusión y deberá evitarse siempre que sea posible.

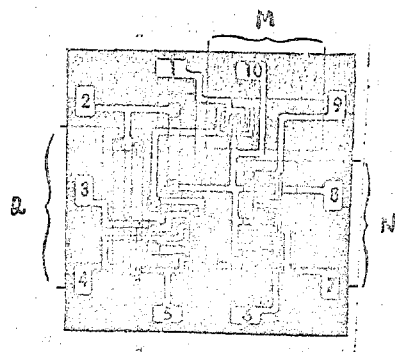


FIG. 61.3

Con todo ello, el circuito quedará como puede verse en la Fig. 61.3

61.2 TECNOLOGIA MOS.

Veremos aquí muy brevemente una comparación del modo de fabricar circuitos integrados de MOS, comparado con el ya visto de transistores bipolares. Nos detendremos especialmente en el convencional MOS de canal P ya que es el mas comúnmente producido.

PROCESO DE MOS DE CANAL P TÍPICO.

Como ya hemos dicho, en la producción de circuitos integrados a gran escala, el MOS de canal P ha llegado a ser el standard industrial. Su preponderancia sobre N se basa en la facilidad con que las propiedades superficiales del óxido de silicio pueden controlarse en el proceso del canal P. Ello a pesar de que teóricamente, el N ofrece un comportamiento eléctrico, como puede verse de la física de este tipo de dispositivos.

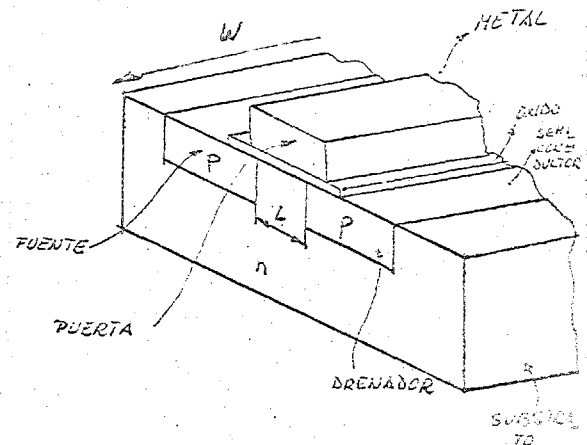
Las etapas de realización de un dispositivo MOS podemos integrarlas en la siguiente serie.

A. FABRICACION DE LA OBLEA.

1. Material de partida: silicio <111>
2. Oxidación inicial.
3. Máscara primera (para región P).
4. Predeposición de Boro.
5. Difusión-oxidación.
6. Máscara segunda (puerta)
7. Oxidación de la puerta.
8. Máscara tercera (contacto)
9. Metalización.
10. Máscara cuarta (metal)
11. Deposición de la positivización
12. Máscara quinta (terminales)

B. MONTAJE.

1. Evaluación de la oblea.
2. Elección del chip.
3. Rayado y separación de los chips.
4. Inspección óptica.
5. Operación de unión del chip.
6. Operación de soldadura de los terminales
7. Inspección óptica.
8. Sellado.
9. Pruebas de hermeticidad.
10. Pruebas ambientales.
11. Pruebas eléctricas finales.



Como vemos, en poco difieren de las convencionales de un bipolar. Únicamente, como es lógico, debido a la diferente estructura de ambos, el orden de las operaciones es diferente y el número de difusiones también. Pero la tecnología puede considerarse análoga. Únicamente señalaremos que uno de los factores más importantes a favor de los MOS es su economía debido a la simplicidad de su proceso. Como hemos visto, los circuitos integrados requieren menor número de etapas en su proceso que los transistores bipolares y esto repercute en su costo.

Enumerando simplemente las etapas principales necesarias para producir un circuito integrado de cada tipo, puede encontrarse que los números son del orden de 32 para el caso bipolar y 22 para el MOS. Ejemplos de etapas principales son crecimiento epitaxial, deposición de la base, difusión de base, eliminación del fotoresist, evaporación, etc. Esto sugiere que el bipolar es como un 45 por ciento más difícil que el MOS, en cuanto a proceso se refiere.

62.1. CONSIDERACIONES PRACTICAS SOBRE EL DISEÑO DE C.I.' S.

Aunque ya en apartados anteriores se han mencionado todos, o casi todos, los detalles más importantes a tener en cuenta a la hora de bosquejar el diseño de un C.I., daremos aquí el resumen de todo en una serie de reglas que lo sumarán.

1. Determinar el número de casillas.
2. Dibujar el esquema eliminando los cruces siempre que sea posible.
3. Minimizar el área de las casilla sobre los que influencia de capacidades parásitas pueden ser importantes.
4. Determinar la geometría de los componentes de acuerdo con los requisitos del circuito.
5. Conectar la región de aislamiento de los resistores a la tensión más positiva del circuito. Los resistores pueden aparecer en la misma casilla.
6. Conectar el sustrato al voltaje más negativo del circuito.
7. Mantener el mínimo tamaño de chip compatible con (a) número de casillas, (b) área de las casilla (c) área requerida para los terminales y (d) área requerida para las conexiones entre componentes.

Una vez realizado todo lo anterior queda llevar a cabo los procesos necesarios para la verdadera fabricación del circuito. Igual que hemos dicho antes, los detalles ya han sido vistos anteriormente y solo queda ponerlos en orden. Como el proceso total es bastante largo no lo indicaremos aquí sino que puede verse en el Apéndice.

Su lectura detenida da idea de la complejidad envuelta en la tecnología de C.I.' S y los pequeños detalles que lleva consigo. Eso hace el que cualquier pequeño fallo o variación hace el que todo el proceso falle. Por el contrario, una vez logrado un total dominio de las etapas, la tecnología de C.I.' S queda reducida a una mera serie de recetas que, de cumplirse con toda exactitud, hace su fabricación, cuestión de rutina.

62.2 LIMITACIONES. VALORES DE LOS COMPONENTES.

La forma más directa de ver las limitaciones presentes en los componentes de C.I.' S es presentar un pequeño sumario de los valores de sus parámetros más importantes.

<u>Características del transistor.</u>	<u>Colector no dopado con oro 0,5 ohm-cm</u>	<u>Colector dopado con oro 0,1 ohm-cm.</u>
BVCBO	55 volts	25 volts
BVEBO	7 volts	3 volts
BVCBO	23 volts	14 volts
BVCS	75 volts	25 volts
CTE (polariz inversa)	6 pf	10 pf
CTE a 0,5 volts	1,5 pf	2,5 pf
CTC a 5 volts	0,7 pf	1,5 pf
CTS a 5 volts	2,9 pf	4,6 pf
β a 10 mA	50	50
β a 0,1 mA	30	10
V_{SC}	75 ohms	15 ohms
$V_{CE(SAT)}$ a 5 mA	0,5 volts	0,26 volt
V_{BE} a 10 mA	0,85 volt	0,85 volt
f_T a 5 volts, 5 mA ..	440 Mc	520 Mc
f_{max}	1,1 gc	
τ_{TS}		10 nseg

Así, en la tabla 62.1 vemos las características de transistores monolíticos de 0,025 x 0,0375 mm. Entre las diferencias más significativas se puede señalar el valor de la frecuencia F_T ; el transistor equivale al de colector sin dopar con oro es el 2N918 que posee una F_T del orden de 900 Mc, o sea casi el doble, ello es debido a que el 2N918 posee menores capacidades y resistencias parásitas. Por ello, una de las primeras limitaciones que pueden señalarse es la respuesta en frecuencia aunque esto no es sino relativo ya que, realmente, lo único que hemos hecho comparando un transistor discreto, en condiciones análogas, posee una frecuencia de corte superior, pero esto no quiere decir que veamos limitadas nuestras aplicaciones por la frecuencia ya que solo sería cuestión de estudiar otra estructura mas conveniente y la limitación quedará superada.

VALORES TÍPICOS PARA DIODOS

CARACTERÍSTICAS	(a) $V_{CB}=0$	(b) $V_{CE}=0$	(c) $V_{EB}=0$	(d) $I_C=0$	(e) $I_E=0$
Voltaje ruptura volts.	7	7	55	7	55
Tiempo almacenamiento.hsec	9	100	53	56	85
Tensión inversa volts.	0,85	0,92	0,94	0,96	0,95
p-n-p	0	3	2	3	3
C_p , pf (5 volts polarización inversa)	0,5	1,2	0,7	0,5	0,7
C_p , pf (substrato a 5 volts negativos respecto al colector)	2,9	2,9	2,9	1,2	2,9

Con respecto a los diodos, en la tabla 62.II puede verse un pequeño sumario comparativo de las varias conexiones posibles de diodo. Como puede observarse cada configuración presenta un tipo de ventajas con respecto a los otros que pueden apreciarse rápidamente estudiando dicha tabla. No nos detendremos en ello que queda como ejercicio.

Pasando ahora a componentes pasivos; los dos únicos vistos han sido resistores y condensadores. Con respecto a estos últimos ya se ha presentado un tabla, la 62.II, indicativa de sus características medias. Creemos que no es necesario agregar nada a lo allí expuesto.

Con respecto a los resistores, una idea bastante exacta de los valores típicos puede extraerse de la tabla 62.II y de la Fig. 62.5.

VALORES DE RESISTORES

CARACTERÍSTICAS	HÍBRIDO	MONOLÍTICO
Resistencia ohm/cuadro	2.5-300	2.5 or 100-300
Máximo valor	ver Fig. 10-18	ver Fig. 10-18
Coefficiente temperatura ppm/OC.	500-2,000	500-2,000
Disipación máxima watt	0,25	0,1
Tolerancia, %	± 5	± 10

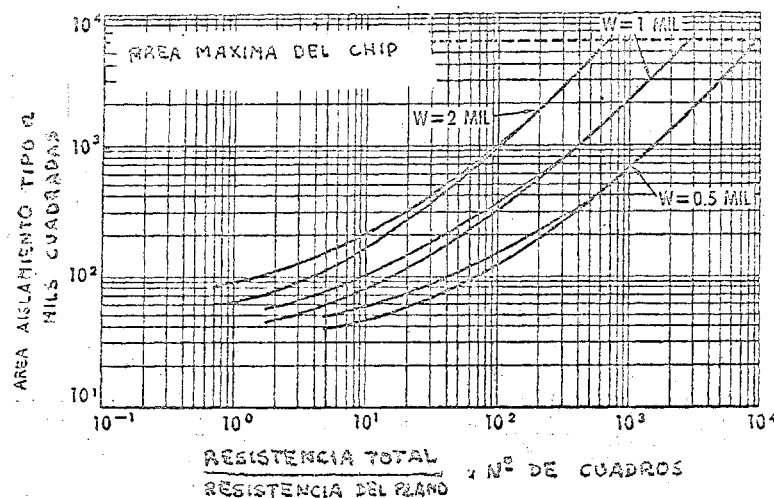


FIG. 62.5

En esta última aparece un dato muy importante y es el del área necesaria de aislamiento para cada tipo de resistor difundido, dada en función del valor del mismo y de un tamaño (o mejor del parámetro W , anchura). De ella puede obtenerse un orden de magnitud del valor máximo que puede obtenerse, por el momento, para resistores difundidos.

62.3 IDEAS SOBRE INTEGRACION A GRAN ESCALA.

Aunque los circuitos integrados de gran escala (LSI en la nomenclatura de lengua inglesa por "Large Scale Integration") están todavía en su infancia, pueden conseguirse ya, siguiendo métodos desarrollados anteriormente para otras técnicas de estado sólido, circuitos suficientemente sofisticados y de calidad. Con ellos, los costos y el rendimiento pueden ser, respectivamente, disminuidos y elevado. Cabe entonces preguntarse qué se entiende por integración a gran escala. Y las definiciones dadas son varias. Una, muy sintetizadora de todas, es la que dice que un circuito integrado a gran escala es un chip de silicio sobre el que han sido depositados un gran número de componentes activos y pasivos de forma que puedan realizar una multitud de funciones circuitales. Otras definiciones están relacionadas con el número de "puertas", el tamaño del chip y número de componentes por centímetro cuadrado. Quizás esta de dar número de componentes por cm^2 es la más engañosa pues puede encontrarse un chip con un número muy elevado de componentes, que la mayor parte sean resistencias y otro, con mucho menor número, pero que sean transistores. El segundo en este caso, bajo ciertas características puede considerarse más integrado a gran escala que el primero.

Quizás la definición que da más idea del orden de magnitudes que se manejan es la que la define como la interconexión de 100 o más circuitos de complejidad similar a la de una puerta lógica, en un único chip de semiconductor. Y ya que una puerta simple tiene varios transistores, esto implica que tendremos interconectados varios miles de transistores en un volumen de silicio del orden de $1,7 \text{ mm}^3$. Como ejemplo podemos señalar que se ha fabricado hasta hoy, conjuntos conteniendo más de 10^4 transistores y es seguro que esta cifra queda pequeña muy pronto, pasándose al orden de los millones.

Como puede comprenderse de lo anterior, los problemas que se presentan son de índole muy diferente a los tenidos para pequeña escala, los problemas de diseño, chequeo y evaluación son formidables. La fiabilidad de los mismos obliga que se introduzcan técnicas

de auto-diagnostico como parte del mismo sistema. Cualquier avería, es fácil pensar, lleva a la eliminación de todo el conjunto. Por ello lo mas común es asociar varios bloques para formar un sistema. Con ello, avería de una parte solo conduce a la eliminación de un panel. Por ello no es difícil encontrar, por ejemplo, conjuntos de 10 módulos interconectados por técnicas análogas a las de circuitos impresos multicapa - en paneles de los que, como ejemplo, puede haber 50 en un sistema. Así, cada módulo, con unas dimensiones de 5x2,5x0,6 cm puede contener 2.800 transistores y cada panel, midiendo 23x15x0,6 cm, contienen del orden de 28.000 transistores.

Se ve fácilmente que los problemas de disipación térmica, a estos niveles, son colosales.

T A B L A 62.IV

<u>NIVEL DE COMPONENTE</u>	<u>DISIPACION DE POTENCIA (WATS)</u>	<u>DENSIDAD DE POTENCIA (W/cm²)</u>
Transistor	0,0005	15,5
Puerta	0,0015	7,8
Chip	0,170	3,1
Módulo	1,36	0,15
Panel	13,6	0,015

La tabla 62.IV resume la potencia y la densidad de potencia disipada en cada nivel de componente para un caso típico de un sistema. Aunque la potencia disipada a cada transistor es muy pequeña, su densidad de potencia es muy grande. Por ejemplo, la de un chip es la - aproximada de una lámpara de 500 Watios. Por ello, la interfase entre el chip y el módulo deberá ser diseñada cuidadosamente a fin de asegurar una buena conducción térmica fuera del chip a fin de que este no - se caliente excesivamente.

Todo lo anterior sirve de ejemplo, aunque muy breve, a la serie de nuevos problemas que se presentan frente a este tipo de integración de circuitos. Existe además un punto muy importante y es que es muy posible que, llegados a su solución, el desarrollo tecnológico en ese intervalo de tiempo haya dejado esos problemas atrás y aparezcan otros nuevos. De hecho, no puede predecirse a donde se llegará en el - paso de muy pocos años.